

Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$

von
Anton Feigel
aus
Nürnberg



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548222_0090

Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Anton Feigel

aus

Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 1978

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. E. Schweizer

Erstberichterstatter:

Prof. Dr. E. Finckh

Zweitberichterstatter:

Prof. Dr. A. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

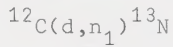
=====

	Seite
Zusammenfassung	1
I. Einleitung	3
II. Spektroskopie schneller Neutronen	6
1) Der Neutronenszintillator NE213	6
2) Zusammenhang zwischen Impulshöhenspektrum und Neutronenspektrum	13
3) Verfahren zur direkten Auswertung der Impulshöhenspektren	17
III. Experiment	30
1) Grundlagen zur Bestimmung von Analysierstärken	31
2) Aufbau und Durchführung des Experimentes	36
a) Aufbau	36
b) Elektronik	46
c) Meßzyklus	49
3) Ergebnisse und Fehlerdiskussion	50
IV. Diskussion der Ergebnisse	63
1) Grundlagen für die Analyse	63
2) Vergleich von $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ mit $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ Daten; Resonanzen im Compoundsystem $^{12}\text{C}+\text{d}$	67
3) Vergleich der DWBA Rechnungen mit den experimentellen Daten	74
4) Schlußbemerkung	85

Anhang

87

Ergebnisse und Rechnungen für



Numerische Werte der Messungen

Literaturverzeichnis

96

Zusammenfassung

=====

In dieser Arbeit wird über die Bestimmung aller Observablen, des differentiellen Wirkungsquerschnitts ($d\sigma/d\Omega$), der Vektoranalysierstärke iT_{11} und der Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} , für die Reaktion $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, bei Einschußenergien von $E_d = 9$ und 10 MeV berichtet. In der Literatur liegen nur Daten über die Vektoranalysierstärke, nicht jedoch für Tensoranalysierstärken von (d,n) Reaktionen vor, speziell für die $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ Reaktion von Tenhaken und Quin (1976) im Winkelbereich $\theta_{\text{Lab}} = 5^\circ - 35^\circ$. Gerade mit den Tensoranalysierstärken kann man bei den analogen (d,p) Reaktionen zeigen, daß zu ihrer Beschreibung im DWBA-Formalismus der D-Zustand des Deuterons berücksichtigt werden muß.

Die Ergebnisse der $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ Reaktion wurden mit den bei gleichen Einschußenergien gemessenen Analysierstärken der $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ Reaktion von Drenckhahn (1977) verglichen. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Meßwerten.

Die Analyse der Daten erfolgte mit einem DWBA-Programm, in dem der D-Zustand des Deuterons in der von Johnson und Santos (1971) vorgeschlagenen Energienäherung berücksichtigt ist. Mit dem Deuteronenparametersatz, der die $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ Reaktion bei Vorwärtswinkeln beschreibt, gelingt auch eine recht gute Beschreibung aller beobacht-

baren Größen der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ Reaktion. Dieser Parametersatz ist im wesentlichen durch ein gegenüber üblichen Parametersätzen stark geändertes Spin-Bahn Potential, $V_{\text{so}} = 19 \text{ MeV}$ gekennzeichnet. Damit sind die 10 Meßgrößen der beiden Reaktionen durch einen einheitlichen Parametersatz wiedergegeben. Aus der (d,n) Analyse werden noch zwei weitere Parametersätze ermittelt, die entweder eine bessere Anpassung an die Vektor- oder an die Tensoranalysierstärken ermöglichen.

Die Messungen wurden mit dem polarisierten Deuteronenstrahl der Erlanger Lambshift-Quelle durchgeführt. Der Neutronennachweis erfolgte über Rückstoßprotonen in NE 213 Flüssigkeitsszintillatoren. Die Neutronendetektoren waren in einer 2π -Geometrie angeordnet. Zur Bestimmung aller Analysierstärkekomponenten mußte deshalb die Spinalignmentachse bezüglich des Targetkoordinatensystems gedreht werden. Für die Auswertung der Impulshöhenspektren wurde ein neues Auswerteverfahren entwickelt, das die Bestimmung der notwendigen Zählraten direkt aus den gemessenen Impulshöhenspektren, ohne vorherige Umwandlung, in Neutronenenergiespektren ermöglicht.

Nach Abschluß dieser Arbeit erhielten wir von R.C. Johnson die Nachricht, daß das Programm DWCODE einen Fehler enthält. Rechnungen, die nur den S-Zustand beinhalten sind davon nicht betroffen. Er tritt nur bei einer Berücksichtigung der D-Zustandseffekte auf und zwar in einem Gebiet, in dem k_1 und/oder k_2 (k_1 und k_2 sind die asymptotischen Wellenzahlen im Ein- und Ausgangskanal) stark von eins verschieden sind. Um die Arbeit vor Druckbeginn auf den aktuellen Stand zu bringen, wurden deshalb mit dem korrigierten Programm Rechnungen für die verwendeten Parametersätze a) - d) durchgeführt. Der Vergleich von gemessenen Analysierstärken mit den neu berechneten Werten ist als Seite "a" hinter den jeweiligen alten Berechnungen eingefügt.

Es ergibt sich eine Verschlechterung der Anpassung an die experimentellen Daten, vor allem für die Beschreibung des steilen Anstiegs bei T_{20} unter Vorwärtswinkeln. Vergleichsrechnungen für die (d,p) Daten von Drenckhahn (1977) zeigen, daß hier die Güte der Anpassung im wesentlichen erhalten bleibt. Dieser Unterschied dürfte auf die stark verschiedenen Bindungsenergien von Neutron bzw. Proton im jeweiligen Endkern zurückzuführen sein.

Die Änderungen bei der Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bleiben innerhalb von 5% ohne den Verlauf zu ändern. Auf eine neue Darstellung dieser Größen wird deshalb verzichtet.

I. Einleitung

=====

Kernreaktionen mit polarisierten Deuteronen liefern zum differentiellen Wirkungsquerschnitt ($d\sigma/d\Omega$) als weitere unabhängige Meßgrößen die Vektoranalysierstärke iT_{11} und die drei Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} . Während Messungen mit polarisierten Deuteronen für die (d,p) Stripping Reaktion sehr zahlreich durchgeführt wurden, liegen für die (d,n) Reaktion nur einige Ergebnisse über die Vektoranalysierstärke vor, z.B. (Hil 71, Qui 72, Hil 75, Krä 76, Ten 76), nicht jedoch über die Tensoranalysierstärken.

Ein Vergleich von (d,p) und (d,n) Daten zeigt für die Vektoranalysierstärke im allgemeinen eine gute Übereinstimmung, so daß es von Interesse ist, diese Übereinstimmung auch bei den Tensoranalysierstärken zu überprüfen. Denn im Gegensatz zu den einfachen Oszillationen der Vektoranalysierstärke haben die Tensoranalysierstärken eine komplizierte Winkelabhängigkeit und können mit der üblichen DWBA-Theorie, die den D-Zustand des Deuterons vernachlässigt, nicht beschrieben werden. Dies wird von Kocher (Koc 72) und Rohrig (Roh 73) für die (d,p)-Reaktion an ^{52}Cr , einem Kern, bei dem die Voraussetzungen für die DWBA-Theorie recht gut erfüllt sind, gezeigt. Erst wenn man den Beitrag des D-Zustandes in der Deuteronenwellenfunktion beim DWBA-Formalismus berücksichtigt, erreicht man eine Beschreibung der Tensoranalysierstärken.

Über den D-Zustand tragen nämlich weitere Bahndrehimpulse zur Reaktionsamplitude bei. Bei den dann noch verbleibenden Diskrepanzen zwischen Rechnungen und Messungen ist nicht geklärt, ob sie von den Näherungen kommen, die man vornimmt um den D-Zustand zu berücksichtigen, oder ob sie von nicht korrekten Optischen Modellparametern herrühren, oder ob damit eine grundsätzliche Abweichung von der Theorie aufgezeigt wird. Eine bessere Übereinstimmung zwischen Rechnungen und Meßwerten könnte sich durch die Berücksichtigung eines Tensorterms im optischen Potential für den Deuteronenkanal ergeben. Bisher stehen allerdings solche Rechenprogramme, die ein Tensorpotential in DWBA-Transferprozessen berücksichtigen können, nicht zur Verfügung.

Mit tensorpolarisierten Deuteronen wurde in unserem Labor bereits die Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ untersucht (Dre 77) und mit DWBA-Rechnungen, bei denen der D-Zustand in der Deuteronenwellenfunktion berücksichtigt wurde, verglichen. Um eine gute Übereinstimmung zwischen Meßergebnissen und Rechnungen bei den Vorwärtswinkeln zu erzielen war dazu ein Optischer Modellparametersatz für den Deuteronen-Kanal nötig, bei dem die Tiefe des Spin-Bahn Potentials mit $V_{\text{SO}} = 19 \text{ MeV}$ stark von den sonst üblichen Werten abweicht.

In dieser Arbeit wurde die analoge Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ mit polarisierten Deuteronen bei den gleichen Einschüßenergien, $E_{\text{d}} = 9$ und 10 MeV , untersucht. Es wurden die

Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes, der Vektoranalysierstärke iT_{11} und der Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} gemessen. Ein Vergleich der beiden Reaktionen an C^{12} sollte zeigen, ob neben der Vektoranalysierstärke auch die Tensoranalysierstärken übereinstimmen und ob mit demselben Deuteronenparametersatz alle Meßgrößen der beiden Reaktionen wiedergegeben werden können.

Da am Erlanger Tandem keine schnelle Pulsung des Strahls vorhanden ist und lange Flugzeitstrecken nicht möglich sind, wurde der Neutronennachweis über Rückstoßprotonen durchgeführt. Für die Auswertung der Impulshöhenspektren wurde ein Auswerteverfahren entwickelt, das auf die Umwandlung der gemessenen Spektren durch Differentiation in Neutronenenergiespektren verzichtet, sondern die Neutronenintensitäten direkt aus den gemessenen Impulshöhenspektren ermittelt. Zur Bestimmung von Tensoranalysierstärken wird am besten mit vier Zählern gleichzeitig bei jedem Reaktionswinkel gemessen. In der (d,p) Reaktion ist das auch gemacht worden, bei der (d,n) Reaktion konnten die Detektoren nur in einer Ebene geschwenkt werden. Es war deshalb eine zusätzliche Einstellung der Spinalignmentachse notwendig.

II. Spektroskopie schneller Neutronen =====

In diesem Kapitel sollen zunächst die Eigenschaften der von uns benutzten Neutronendetektoren, sowie der Rechenaufwand, der zur Bestimmung der Neutronenspektren nötig ist, kurz dargestellt werden. Im letzten Abschnitt wird ein neu entwickeltes Auswerteverfahren vorgestellt, das direkt auf die gemessenen Impulshöhenspektren angewandt werden kann.

1) Der Neutronenszintillator NE 213

Als Neutronendetektor wird von uns der flüssige organische Szintillator NE 213 der Firma Nuclear Enterprises, Edinburgh, verwendet. Der Nachweis von Neutronen bzw. γ -Quanten erfolgt in diesen Zählern über Rückstoßprotonen bzw. Comptonelektronen. Die Flüssigkeit hat eine Dichte von $0,97 \text{ g/cm}^3$, das Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff beträgt $1,21 : 1$. Die Zählerdimension, $1,5''$ Durchmesser und $1,5''$ Länge stellt einen Kompromiß dar. Bei Detektoren dieser Größe heben sich Störeffekte wie Mehrfachstreuung an Kohlenstoff und Wasserstoff, sowie Protonenverluste durch die Oberfläche gegenseitig nahezu auf, die Ansprechwahrscheinlichkeit wird noch nicht zu klein und die Winkelunschärfe nicht zu groß.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ dieser Zähler für Neutronen sowie für γ -Quanten kann berechnet werden:

$$\text{für } \gamma\text{-Quanten (Cia 68): } \epsilon_{\gamma} = 1 - e^{-\mu L}$$

$$\text{für Neutronen (Swa 60) : } \epsilon_n = n_H \sigma_H (1 - e^{-aL}) / aL$$

mit

$$\mu = n_H \sigma_{\gamma H} + n_C \sigma_{\gamma C}$$

$$a = n_H \sigma_{nH} + n_C \sigma_{nC}$$

L = Zählerlänge

n = Teilchenanzahldichten

σ = Wirkungsquerschnitt

Der Neutron - Proton Wirkungsquerschnitt ist mit einem von Swartz et al (Swa 57) angegebenen Ausdruck berechenbar:

$$\begin{aligned} \sigma_H &= 5.603 / (1 + 7.417 E + 0.1105 E^2) \\ &+ 0.8652 / (1 + 0.227 E + 0.0028 E^2) \end{aligned}$$

und liegt innerhalb von 1% der gemessenen Werte, z.B. (Hor 66). Der Wirkungsquerschnitt σ_C ist aus Tabellen zu entnehmen, z.B. (Ste 64). In Abb. 1 sind σ_{nC} und σ_{nH} graphisch dargestellt.

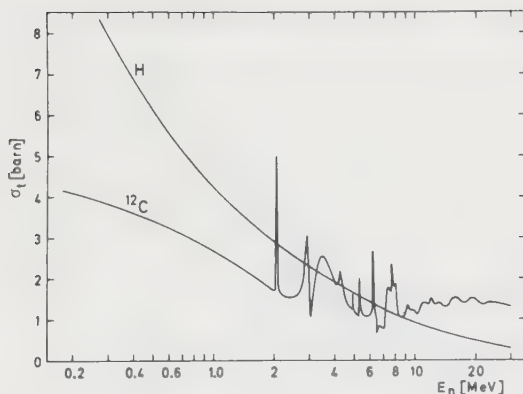


Abb. 1: σ_{nH} und σ_{nC} in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (aus (Fin 74)).

Die Lichtausbeute in den Szintillatoren hängt von der Ionisationsdichte ab. Bei gleicher Teilchenenergie ist sie für Elektronen am größten und wird für schwere Teilchen immer geringer, besonders bei kleinen Energien. Der Zusammenhang zwischen Lichtausbeute und Energie ist nur für Elektronen linear, für Protonen gilt etwa eine Proportionalität zu $E^{3/2}$ und bei schwereren Teilchen wird der Exponent noch größer. Dieser Zusammenhang zwischen Lichtausbeute und Energie ist in Abb. 2 für Protonen und Elektronen gezeigt.

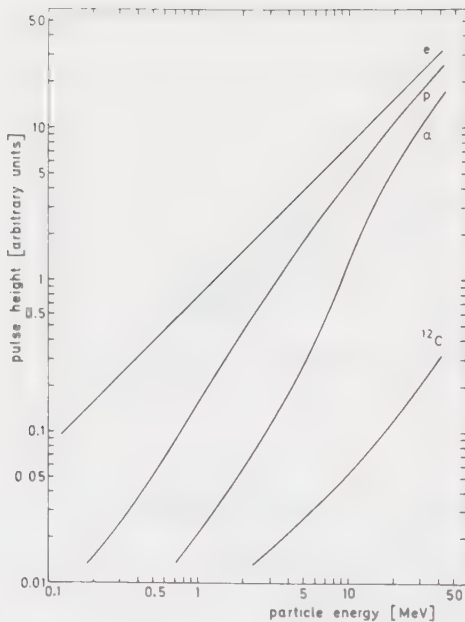


Abb.2: Lichtausbeute für Protonen und Elektronen
als Funktion der Energie (aus (Fin 74)).

Für Neutronen im Energiegebiet von $E_n = 6$ MeV bis $E_n = 10$ MeV beträgt die Zähleransprechwahrscheinlichkeit zwischen 15% und 20%. Dieselbe Lichtausbeute wie diese Neutronen liefern Elektronen zwischen 3 MeV und 6 MeV (Abb. 2). Die dazugehörigen γ -Quanten haben Ansprechwahrscheinlichkeiten von ungefähr 10%, so daß eine Unterdrückung der γ -Quanten notwendig ist.

Diese Unterdrückung ist speziell im NE 213 möglich, da die von γ -Quanten und Neutronen herrührenden Szintillationsimpulse verschiedene Form haben. Bei gleicher Gesamtimp-

pulshöhe haben die Elektronenimpulse eine kürzere Abklingzeit als die Protonenimpulse. Zur Abtrennung der γ -Strahlung (Pulse-shape Diskrimination) wird von uns die Pulse-shape Apparatur PD4 des HMI Berlin verwendet. Ein Blockschaltbild dieser Apparatur ist in Abb. 3 gezeigt. Im folgenden wird kurz die Funktionsweise beschrieben:

Durch Differentiation wird der schnelle Anteil des von der 14. oder 11. Dynode des Photomultipliers kommenden Signals abgetrennt (A). Da die Verarbeitung des kurzen positiven Nadelimpulses schwierig ist, wird der flächengleiche negative überschwingende Teil zum Vergleich mit dem schwach integrierten verzögerten Signal (B) benutzt. Die Differenzbildung (ΔE) der beiden Signale erfolgt in dem Kondensator eines aperiodisch gedämpften Schwingkreises. Von der Vorderflanke des Eingangssignals wird ein Zeitsignal abgeleitet, etwa $0,2 \mu\text{sec}$ danach wird die Polarität des Differenzsignals abgefragt. Ein positives Differenzsignal erzeugt einen digitalen Impuls am γ -Ausgang, ein negatives einen am n-Ausgang. Spricht der Zeittrigger vor dem Abfragezeitpunkt mehr als einmal an, so wird die Abfrage gesperrt und ein Pile-up Signal abgegeben. Ferner hängt die Abfrage von der Gate-Bedingung und dem Überschreiten der Energieschwelle ab. Nach jedem Zeitsignal erfolgt eine Verarbeitungszeit (Totzeit) von $0,7 \mu\text{sec}$. Diese Totzeitstufe arbeitet verlängernd, das heißt nach jedem eventuell auch während der Totzeit einlaufenden Zeitimpuls bleibt die

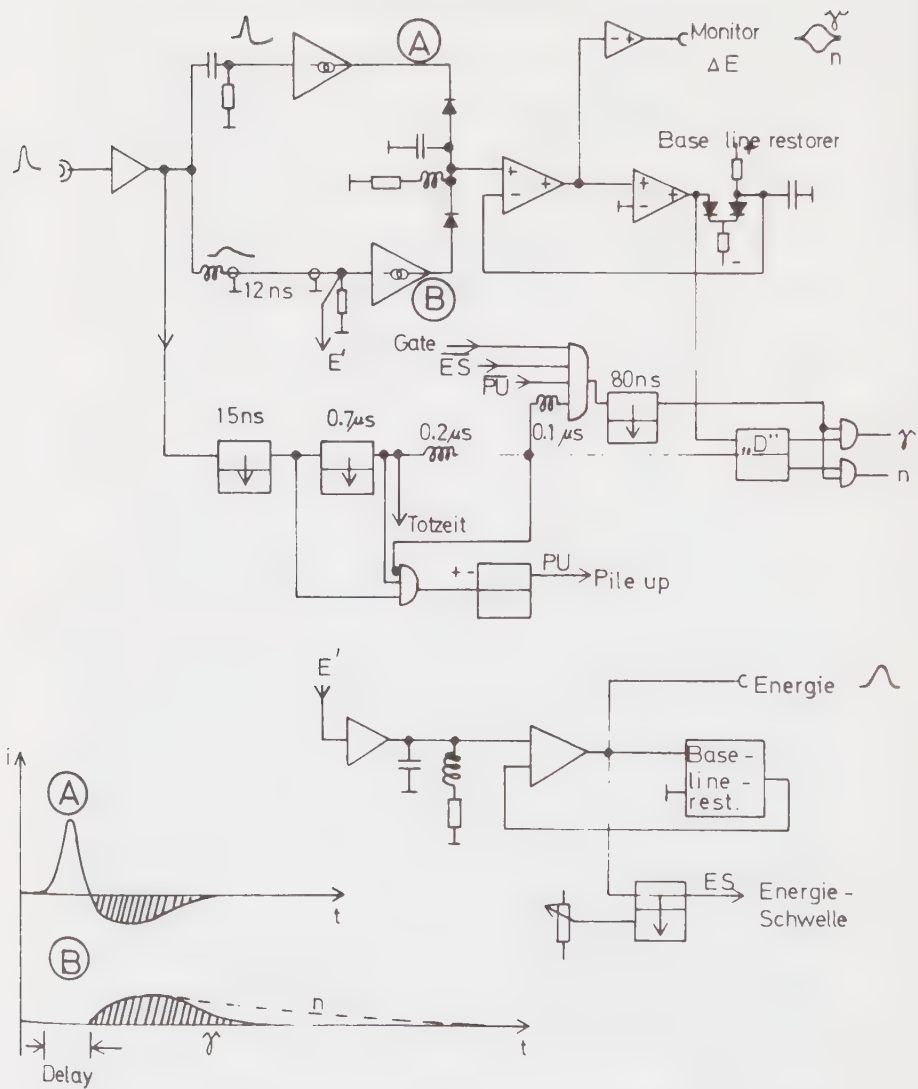


Abb. 3: Blockschaltbild der n - γ -Diskrimination (HMI)

Stufe 0,7 μsec gekippt. Dadurch ist sicher gestellt, daß nur Impulse ausgewertet werden, die frühestens 0,7 μsec nach einem vorangegangenen Impuls eintreffen. Die Erholzeit der Analogkreise liegt unter 0,7 μsec , so werden Pile up und Erholzeitfehler vermieden.

Diese n- γ Diskrimination läßt sich auf dem Bildschirm eines Oszillographen darstellen, wenn man das ΔE -Signal auf den Y-Eingang gibt, das E-Signal auf den X-Eingang und mit den Impulsen der n- und γ -Ausgänge das Maximum der Signale hellsteuert. Die Abb. 4 zeigt als Skizze das Oszillographenbild. Mit eingezeichnet sind die mit dem Potentiometern K1 und K2 möglichen Symmetrieeinstellungen von Neutronen- und γ -Keule.

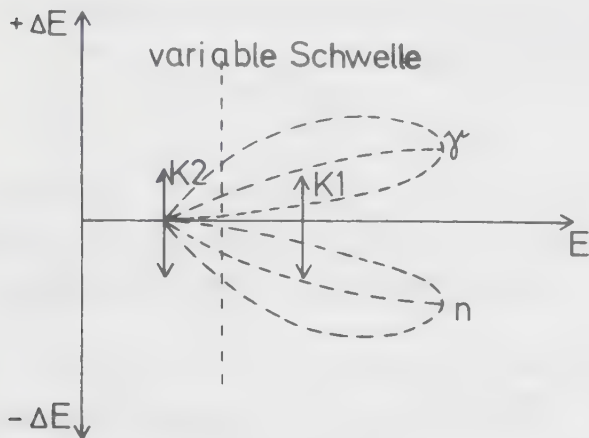


Abb.4: Skizze zur Einstellung der n- und γ -Keule.

Die digitalen Identifikationssignale steuern ein lineares Gate, so daß die gemessenen Spektren frei von einer durch γ -Quanten verursachten Untergrund sind.

2. Zusammenhang zwischen Impulshöhenspektrum und Neutronenspektrum.

Da der Neutronennachweis über Rückstoßprotonen erfolgt, wird zur Berechnung der Neutronenspektren der Zusammenhang zwischen der Neutronenenergie und der daraus resultierenden Energieverteilung der Protonen benötigt. Die Energie der Rückstoßprotonen läßt sich aus Energie- und Impulserhaltungssatz bestimmen. Sei E_n die Neutronenenergie und α der Winkel zwischen der Impulsrichtung des einfallenden Neutrons und der Richtung des gestoßenen Protons, wobei $\alpha \leq 90^\circ$ sein muß. Dann erhält man für die Energie des Rückstoßprotons im Laborsystem:

$$E_p = E_n \cos^2 \alpha$$

Für Neutronenenergien bis zu 10 MeV ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der Neutron-Proton Streuung im Schwerpunktsystem nahezu isotrop (Hop 71). Im Laborsystem gilt daher:

$$\frac{d\sigma(\alpha)}{d\Omega} = \frac{\sigma_t}{4\pi} \cos \alpha \quad \sigma_t : \text{totaler Wirkungsquerschnitt}$$

Die Energie der Rückstoßprotonen ist also nur vom Streuwinkel abhängig. Sie nimmt mit wachsendem Streuwinkel ab.

Normiert auf die Gesamtzahl der gestreuten Protonen erhält man für die Wahrscheinlichkeitsverteilung:

$$W(E_p(\alpha)) dE_p = \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma(\alpha)}{d\Omega} d\Omega = -2 \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = \frac{dE_p}{E_n}$$

d. h. alle Protonenenergien von Null bis zur Neutronenenergie sind gleich wahrscheinlich. Für monoenergetische Neutronen ist daher das Rückstoßspektrum ein Rechteck.

Für ein Neutronenspektrum mit $N_n(E_n)$ Neutronen der Energie E_n erhält man damit die Zahl der Rückstoßprotonen mit der Energie E_p :

$$N_p(E_p) = \int_{E_p}^{\infty} \frac{\epsilon(E_n)}{E_n} N_n(E_n) dE_n$$

wobei $\epsilon(E_n)$ die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit bedeutet. Durch Differentiation läßt sich daraus das Neutronenspektrum ableiten:

$$N_n(E_n = E_p) = - \frac{E_n}{\epsilon_n} \frac{dN_p(E_p)}{dE_p}$$

Das Neutronenspektrum ist damit in der Hauptsache durch die Kante der Protonenverteilung gegeben.

Mit einem Szintillationszähler wird jedoch nicht die Energieverteilung von Protonen gemessen, sondern das Impulshöhenspektrum in das die Lichtausbeute der Rückstoßprotonen und das Auflösungsvermögen des Photomultipliers eingehen. Durch die Nichtlinearität zwischen Protonen-

energie und Lichtausbeute ist deshalb das gemessene Spektrum kein Rechteck sondern es ist verzerrt. Es zeigt auch bei idealen Verhältnissen einen Anstieg zu niedrigen Kanalzahlen hin. Zusätzlich wird durch die gaußförmige Detektorauflösung die Protonenverteilung am oberen Ende abgerundet.

Um aus einem gemessenen Impulshöhenspektrum das Neutronspektrum zu erhalten muß zunächst die Nichtlinearität zwischen Protonenenergie und Lichtausbeute mit einem geeigneten Programm korrigiert werden. Das damit erhaltene Protonenrückstoßspektrum wird in Energieintervalle von einer unteren Grenze bis zum Ende des Spektrums zusammengefaßt und dann differenziert. Eine bekannte Differenzationsmethode stammt von Toms (Tom 71). Dabei wird ein Mittelwert als Differenzenquotient bei der Energie E_p benutzt. Er wird berechnet aus den Zählraten der beiden Intervalle die neben dieser Energie liegen. Dieses differenzierte Spektrum kann noch mit einer Konversionsfunktion multipliziert werden, die die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit, Mehrfachstreuung und Protonenverluste korrigiert (Krä 76). Aus diesen Spektren können dann die interessierenden Neutronenintensitäten als Linieninhalte entnommen werden.

Die Schwierigkeit bei diesem Verfahren besteht darin, daß die statistischen Schwankungen der Zählraten in den Intervallen beim Differenzieren zu starken Oszillationen führen.

Das kann man durch große Differentiationsintervalle oder durch vorheriges Glätten des Spektrums verhindern. Voraussetzungen dazu sind jedoch in jedem Fall hohe Zählraten um die relativen Schwankungen möglichst klein zu halten. Außerdem verschlechtern große Intervalle und starkes Glätten die Auflösung benachbarter Linien.

Die verwendeten Photomultiplier zeigen jedoch in ihrem Verstärkungsgrad eine sehr starke Temperaturabhängigkeit. Dadurch erhält man bei langen Meßzeiten, die man benötigt, um für die Differentiation genügend hohe Zählraten zu erhalten, eine Ausschmierung der Kanten im Impulshöhenspektrum. In den differenzierten Spektren zeigt sich dies als unsymmetrischer Peak mit einem zusätzlichen scheinbaren Untergrund. Die Abb. 5 zeigt als Beispiel ein Neutronenenergiespektrum, bei dem diese Verschmierung durch Verstärkungsschwankungen auftreten.

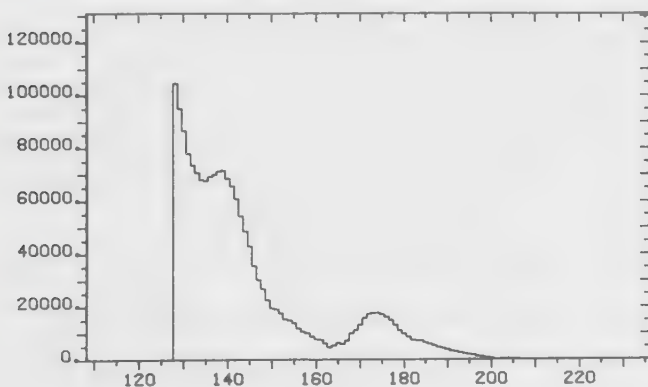


Abb. 5: Neutronenenergiespektrum mit stark unsymmetrischem Peak, verursacht durch Verstärkungsdrift während der Meßzeit.

Ein Vergleich der Linieninhalte von Neutronenspektren, die zu verschiedenen Zeiten gemessen werden, wie das bei der Bestimmung von Vektor- und vor allem der Tensoranalysierstärken nötig ist, ist deshalb schwierig. Denn zwischen beiden Messungen kann eine Verstärkungsänderung eine verschiedenartige Ausschmierung hervorrufen. Es wurde deshalb ein neues Auswerteverfahren entwickelt, das ohne Umrechnung sofort aus den gemessenen Impulshöhenspektren die Neutronenintensitäten bestimmt. Dieses Verfahren liefert bereits bei kleinen Zählraten eine gute Beschreibung des gemessenen Spektrums und ermöglicht damit kürzere Meßzeiten, in denen nur geringe Verstärkungsschwankungen auftreten können. Dieses Verfahren wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

3. Verfahren zur direkten Auswertung der Impulshöhenspektren.

Bei dieser Methode wird eine geeignete Funktion mit mehreren freien Parametern an das gemessene Impulshöhenspektrum angepaßt. Die Beschreibung der abgerundeten Kante des Spektrums erfolgt mit einer integrierten Gaußfunktion, der Anstieg zu den niedrigen Kanälen hin wird durch den Nichtlinearitätsexponenten vorgegeben. Das heißt mit dieser Funktion erzeugt man ein künstliches Impulshöhenspektrum, das durch Variation einzelner Parameter das ge-

gemessene Spektrum simuliert. In dieser Funktion sind Effekte wie Mehrfachstreuung und Verluste durch die Zähleroberflächen nicht berücksichtigt. Es wird ein ideales Impulshöhenspektrum, verursacht durch Einfachstreuung am Wasserstoff vorausgesetzt. Monte-Carlo-Rechnungen von Tasler (Tas 76) haben gezeigt, daß für Neutronenenergien von etwa 10 MeV, und die verwendeten Detektoren, diese Näherung recht gut ist.

Das gemessene, durch die Nichtlinearität verzerrte Impulshöhenspektrum $N_K(K)$ ist proportional zum Energiespektrum $N_P(E_P)$ der Rückstoßprotonen

$$N_K(K) \Delta K = N_P(E_P) \Delta E \text{ oder } N_K(K) = N_P(E_P) \frac{dE}{dK} \quad (1)$$

mit K = Kanalzahl

Da die Lichtausbeute von Elektronen linear mit der Energie zusammenhängt, kann die Lichtausbeute der Protonen in "Elektroneneinheiten" angegeben werden. Der Zusammenhang zwischen den zur gleichen Lichtausbeute gehörenden Protonen- und Elektronenenergien läßt sich nach Toms (Tom 71) gut annähern durch:

$$P = C_1 E^{C_2}$$

mit $C_1 = 0.191$

$C_2 = 1.342$

E = Protonenenergie

P = Elektronenenergie

Elektronenenergie P und Kanalzahl K des Spektrums sind durch

$$P = aK + b$$

verknüpft. Diesen Zusammenhang kann man experimentell durch eine Eichung der Apparatur mit γ -Quellen ermitteln. Mit diesen Beziehungen und mit $b = 0$ erhält man

$$C_1 E_P^{C_2} = aK + b \quad : \quad \frac{dE_P}{dK} = \left(\frac{a}{C_1}\right)^{1/C_2} \frac{1}{C_2} K^{1/C_2 - 1} \quad (2)$$

Damit ergibt sich für $N_K(K)$ aus (1):

$$N_K(K) = A(1) K^{C_4} \quad (3)$$

mit: $A(1) = \left[\left(\frac{a}{C_1}\right)^{1/C_2} N_P(E_P)\right] = \text{const.}$ denn $N(E_P) = \text{const.}$ beim Rückstoßspektrum

$$C_4 = \frac{1}{C_2} - 1$$

Diese Funktion (3) beschreibt das gemessene Impulshöhenspektrum durch einen in einer Fitroutine festzulegenden Parameter $A(1)$ und der Kanalzahl. Der Flächeninhalt dieser Funktion entspricht dem Inhalt des dazugehörigen Rechtecks beim idealen Protonenrückstoßspektrum:

$$\int_L^H A(1) K^{C_4} dK = \frac{A(1)}{C_4 + 1} \left[H^{C_4 + 1} - L^{C_4 + 1} \right]$$

Allerdings wird die Kante des Impulshöhenspektrums hier noch durch einen scharfen Abfall beschrieben. Die Ab-
rundung beim gemessenen Spektrum kommt durch die Detektor-

auflösung, die gaußförmig ist, zustande. Da das Spektrum also eine Faltung einer geeigneten Gaußfunktion mit der Lichtausbeute des Szintillators darstellt, liegt es nahe den Abfall im Spektrum durch ein Integral über eine Gaußfunktion zu beschreiben. Wesentlich für die Bestimmung der Neutronenintensitäten eines bestimmten Übergangs in einer Kernreaktion ist die Fläche der entsprechenden Neutronengruppe im Impulshöhenspektrum. Das Integral über die einfache Formel (3) gibt die Fläche richtig wieder, wenn der Abfall im Spektrum symmetrisch zu $K = H$ verläuft. Eine integrierte Gaußfunktion hat gerade diese Eigenschaft.

Als Funktion dieses Typs wird folgende Form verwendet (Wahrscheinlichkeitsintegral):

$$\emptyset(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad \text{mit } \emptyset(\infty) = 1/2$$

Ihre Werte sind tabelliert und können aus mathematischen Tafelwerken entnommen werden. Für die Beschreibung des Abfalls im Spektrum wird sie geschrieben als:

$$\emptyset(x) = \emptyset\left(\left|\frac{K-A(2)}{A(3)}\right|\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt$$

Damit läßt sich die ganze Funktion die ein Impulshöhenspektrum eines monoenergetischen Neutronenstrahls beschreibt als Näherungslösung mit drei Parametern konstruieren:

$$N(K) = A(1)K^{C_4} \left\{ 0,5 + \begin{cases} -1 & \text{für } K > A(2) \\ +1 & \text{für } K < A(2) \end{cases} \left(1 - \frac{|K-A(2)|}{A(3)} \right) \right\} \text{ mit}$$

A(1) enthält die Zählrate im ersten Kanal, A(2) die Lage der Kante und A(3) ist ein Maß für die Abrundung der Kante. Die Funktion hat folgende Eigenschaften:

$$\text{für } K = A(2) : \emptyset(x=0) = 0; N(K) = \frac{1}{2} \cdot A(1) \cdot A(2)^{C_4}$$

Mittelpunkt der Kante

$$K=A(2)+3A(3) : \emptyset(x=3) = 0.49865$$

$$N(K)=0.00135 A(1) [A(2)+3A(3)]^{C_4}$$

$$K=A(2)-3A(3) : \emptyset(x=3) = 0.49865$$

$$N(K)=0.99865 A(1) [A(2)-3A(3)]^{C_4}$$

Daran kann man erkennen, daß nach Festlegung des Mittelpunktes $K=A(2)$ nach einer Schrittweite von $K=A(2) \pm 3A(3)$ der gesamte Abfall des Spektrums bis auf 0,2% beschrieben ist. Die Fortsetzung der Funktion zu niedrigen Kanalzahlen hin ist dann allein durch die Formel (3) gegeben.

Für die Fläche unter der Kurve ergibt sich wegen der Symmetrie des Abfalls zu $K = A(2)$:

$$\int_0^{A(2)} N_K(K) dK = \int_0^{A(2)} \left[\frac{A(1) \cdot K^{C_4+1}}{C_4+1} \right] dK = \frac{A(1)A(2)^{C_4+1}}{C_4+1}$$

Da bei den gemessenen Spektren der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ auch der erste angeregte Zustand im ^{13}N noch aufgelöst wird und auch ausgewertet werden soll, setzt sich die

gesamte Funktion F, die dem Impulshöhenspektrum angepaßt wird aus der Beschreibung zweier Neutronengruppen zusammen:

$$F = A(1) K^C \left\{ 0,5 + \int \delta \left(\left| \frac{K-A(2)}{A(3)} \right| \right) \right\} + \\ + A(4) K^C \left\{ 0,5 + \int \delta \left(\left| \frac{K-A(5)}{A(3)} \right| \right) \right\} + A(6) + A(7) K$$

wobei $y = A(6)+A(7) K$ einen linearen Untergrund an das Spektrum anpaßt und

$$F_1 = A(1) K^C \left\{ 0,5 + \int \delta \left(\left| \frac{K-A(2)}{A(3)} \right| \right) \right\} \text{ den Übergang zum Grund-} \\ \text{zustand und}$$

$$F_2 = A(4) K^C \left\{ 0,5 + \int \delta \left(\left| \frac{K-A(5)}{A(3)} \right| \right) \right\} \text{ den zum ersten angereg-}$$

ten Zustand im ^{13}N beschreibt (s. Abb. 8).

Zur Anpassung der Funktion an das gemessene Spektrum wird eine Fitprozedur verwendet, die von Krämer für die Rechenmaschine PDP15 geschrieben wurde (Krä 76). Die obige Funktion wird von einer Function Subroutine geliefert. Das Fitprogramm ist als Unterprogramm geschrieben und kehrt nach jedem Näherungsschritt in das Hauptprogramm zurück, in dem die Parameter- und Integralausgabe erfolgt. Außerdem werden die Meßpunkte und die Fitkurve auf einem Bildschirm dargestellt, was die Bestimmung von Startparametern sehr erleichtert.

In das dazugehörige Hauptprogramm können die auf Magnetband gespeicherten Meßläufe mit einer Blocklänge von 4K, unterteilt in 4 Spektren von jeweils 1K Länge eingelesen

und abschnittsweise abgearbeitet werden.

Das neue Auswerteverfahren liefert nicht nur bei schlechter Zählratenstatistik noch eine genaue Bestimmung der Neutronenintensitäten, sondern hat auch weitere Vorteile:

- a) Bei der üblichen Auswertemethode müssen die Impulshöhenpektren erst in einem Auswerteprogramm, A15 (Tra77) mit Hilfe von Unterprogrammen differenziert werden. Auf eine zusätzliche Linearisierung des Rückstoßspektrums wird meist verzichtet, da bei Neutronenenergien von $E_n = 4$ bis 10 MeV der Einfluß der Nichtlinearität gering ist, und bei der Bestimmung von Analysierstärken nur die Verhältnisse von Linieninhalten, nicht aber eine genaue Energieeichung der Spektren von Interesse ist. Aus diesen differenzierten Spektren kann dann nur der Inhalt der Neutronenlinie des Grundzustandes sofort entnommen werden. Da die angeregten Zustände dicht beieinander liegen und wegen der Zählerauflösung, die etwa 12% beträgt, nicht vollständig getrennt werden können, muß an den Peak des ersten angeregten Zustandes eine Gaußfunktion mit Untergrund angepaßt werden. Dazu wird das differenzierte Spektrum wieder auf Band geschrieben und in ein Fitprogramm, das diese Anpassung liefert, neu eingelesen.

Bei der direkten Auswertemethode entfällt diese umfangreiche Prozedur. Das Meßspektrum wird sofort in

das Fitprogramm eingelesen, welches gleichzeitig die Integrale für Grundzustand, ersten angeregten Zustand und den Untergrund liefert. Damit ist ein wesentlicher Zeitgewinn verbunden.

Die Abb. 6 zeigt ein gemessenes Impulshöhenspektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$. Die Kanten des Übergangs zum Grundzustand und des ersten angeregten Zustandes im ^{13}N sind gut erkennbar (Kanal 730 und Kanal 450). Der steile Anstieg im vorderen Teil des Spektrums rührt von den höher angeregten Zuständen her, die nicht mehr aufgelöst werden können.

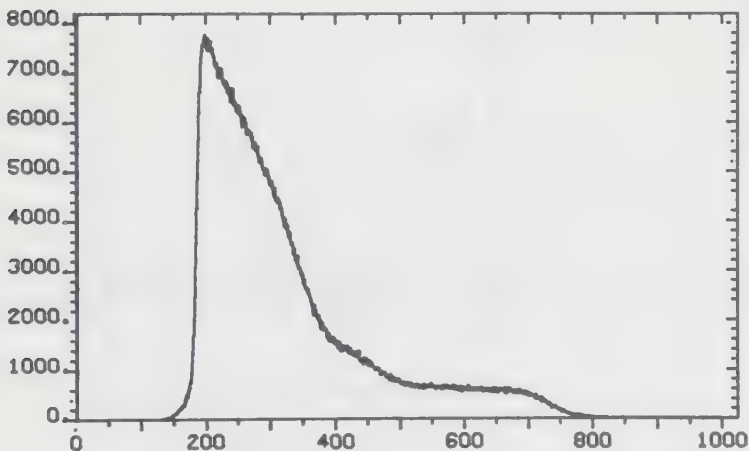


Abb. 6: Gemessenes Impulshöhenspektrum
der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$

Die Abb. 7 zeigt das daraus durch Differentiation gewonnene Neutronenspektrum, die Abb. 8 eine Anpassung der Fitfunktion an die beiden Zustände im Impulshöhenspektrum (vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 6, ab Kanal 320). Zusätzlich sind die einzelnen Komponenten der Fitfunktion F , Untergrund y , Grundzustand F_1 und erster angeregter Zustand F_2 noch getrennt mit eingezeichnet.

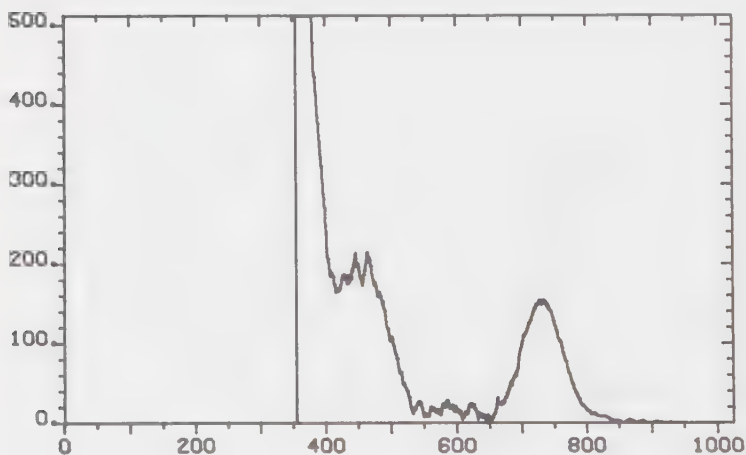


Abb. 7: Neutronenspektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$

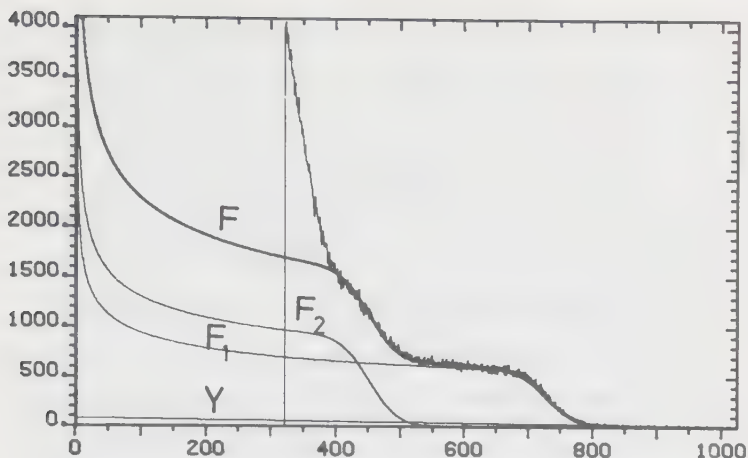


Abb. 8: Fit an das gemessene Impulshöhenspektrum der
Abb. 6, Bezeichnung der Komponenten s. Text.

- b) Zur Beschreibung des ersten angeregten Zustandes im differenzierten Spektrum durch eine Gaußfunktion muß auch gleichzeitig ein exponentieller oder parabolischer Untergrund an den steilen Anstieg im Spektrum mit angepaßt werden. Das liefert bei der Auswertung der Neutronenlinien einen polarisationsabhängigen Untergrund. Denn die Analysierstärken der höher angeregten Zustände, die im steilen Anstieg nicht mehr aufgelöst werden können, müssen nicht gleichsinnig und in der gleichen Größenordnung

verlaufen wie die der auszuwertenden Zustände. Bei der direkten Auswertemethode wird demgegenüber als Untergrund nur eine Gerade angepaßt. Sie wird für das ganze Spektrum aus dem Bereich nach der Grundzustandskante bestimmt und sollte damit unpolarisiert sein. Für den Fit des Grund- und angeregten Zustands liegt sie fest und muß einen stetigen Anschluß an die Kante des Grundzustandes erreichen. Um die Geradensteigung nicht von den Grenzen, zwischen denen die Anpassung erfolgt, abhängig zu machen, ist dazu allerdings ein Bereich von 150 Kanälen oberhalb der Kante des Übergangs zum Grundzustand nötig.

- c) Die Bestimmung des Inhalts von Linien im differenzierten Spektrum ist abhängig von der Wahl der Marken, die diesen Peak eingrenzen. Oszillationen im differenzierten Spektrum erschweren eine eindeutige Wahl dieser Marken. Deshalb ist ein Vergleich der Linieninhalte von Spektren, die zu verschiedenen Zeiten gemessen wurden, schwierig. Denn durch die Verstärkungsänderungen, die zwischen den Meßläufen auftreten können, wird eine gleiche oder gleichwertige Markenwahl erschwert. Bei der Bestimmung von Analysierstärken (s. III.1) werden aber die Quotienten von Linieninhalten aus Spektren, die zu verschiedenen Zeiten gemessen wurden, gebildet. Damit sind Fehler in diesen Verhältnissen

durch unterschiedliche Markenwahl bei den einzelnen Linien möglich.

Die neue Auswertemethode erweist sich bei der Parameterbestimmung als stabil, unabhängig von der Wahl der Grenzen zwischen denen die Fitfunktion an das gemessene Spektrum angepaßt wird. Die Integralbestimmung ist unabhängig von Verstärkungsänderungen zwischen den Meßläufen. Tests, für den Übergang zum Grundzustand, bei denen nur 2/3 der Kante zum Fit freigegeben wurden, ergaben im Integral keinen Unterschied zu Fits, bei denen die ganze Kante oder ein noch größerer Bereich freigegeben wurden. Spektren, die künstlich um den Faktor 2 gestaucht wurden liefern Abweichungen im Integral vom ursprünglichen Spektrum um $2^0/00$.

Um immer noch mögliche Einflüsse der Markenwahl auf die Integrale auszuschließen, vor allem beim ersten angeregten Zustand, wurden bei der direkten Methode keine festen Grenzen, zwischen denen die Fitfunktion an das Spektrum angepaßt wird, eingegeben. Das Programm setzt seine Marken im Spektrum selbst, durch eine feste Schrittweite von A(5) aus nach links, bzw. von A(2) aus nach rechts. Dabei werden Änderungen in den Marken von einem Kanal aus der Bestimmung von A(2), A(3) und A(5) berücksichtigt. Das Verfahren konvergiert so schnell, daß nach zwei Fitdurchläufen die Marken bereits festliegen. Damit ist

sichergestellt, daß die Fitfunktion stets innerhalb der selben Grenzen an das Spektrum angepaßt wird, unabhängig von verschiedenen Zeitpunkten zu denen das Spektrum ausgewertet wird und unabhängig von verschiedenen Auswertenden. Eine subjektive Markwahl ist damit nicht möglich.

III. Experiment

=====

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts, der Vektoranalysierstärke iT_{11} , sowie der Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ bei Deuteronenenergien von 9 und 10 MeV gemessen. Die Formeln für Wirkungsquerschnitte von Prozessen, die durch polarisierte Teilchen hervorgerufen werden, und die Parameter, die man für die Beschreibung von polarisierten Teilchenstrahlen benützt, sind in vielen Veröffentlichungen dargestellt worden (Schw 68, Dar 70, Kön 70, Fic 71, Hae 74, Sim 74). Außerdem wird der Formalismus für die Beschreibung von Kernreaktionen, die von polarisierten Deuteronen induziert werden, sowie die Interpretation der Meßgrößen T_{20} , T_{21} und T_{22} in der Arbeit von Drenckhahn (Dre 77) ausführlich behandelt. Für unser Labor ist die Bestimmung der Tensoranalysierstärken von (d,n) Reaktionen neu. Zudem unterscheidet sich der Versuchsaufbau deutlich von dem der (d,p) Reaktion. Deshalb sollen im ersten Abschnitt dieses Kapitels die Grundlagen zur Bestimmung der Analysierstärken mit unserem Aufbau kurz dargestellt werden um die Durchführung des Experiments verständlich zu machen. Zur Bezeichnung für die Beschreibung der Polarisationszustände des Strahls, der Spindrehwinkel und der Analysierstärken wird, wie bei Drenckhahn, die Notation, die Nomenklatur und die Koordinatensysteme verwendet, wie sie in der

Madison Konvention (Bar 70) vorgeschlagen wurden.

1) Grundlagen zur Bestimmung von Analysierstärken

In den differentiellen Wirkungsquerschnitt für eine Kernreaktion mit polarisierten Deuteronen gehen die Analysierstärken, der Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Deuteronenstrahl, sowie die Strahlpolarisationen $\hat{t}_{10}$ und $\hat{t}_{20}$ ein. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann geschrieben werden als (Hae 74):

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) \left[1 + \sqrt{2} \hat{t}_{10} i T_{11} \sin \beta \cos \theta + \frac{1}{2} \hat{t}_{20} T_{20} (3 \cos^2 \beta - 1) + \sqrt{6} \hat{t}_{20} T_{21} \sin \beta \cos \beta \sin \theta - \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{t}_{20} T_{22} \sin^2 \beta \cos 2\theta \right]^{(4)}$$

mit $\sigma(\theta)$: differentieller Wirkungsquerschnitt bei polarisiertem Deuteronenstrahl

$\sigma_0(\theta)$: differentieller Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Deuteronenstrahl

$\hat{t}_{10}$: Vektorpolarisation des Deuteronenstrahls

$\hat{t}_{20}$: Tensorpolarisation des Deuteronenstrahls

Dabei zeigen alle Analysierstärken iT_{11} , T_{20} , T_{21} und T_{22} eine unterschiedliche Abhängigkeit von den Winkeln β und θ . Diese Winkel sind in der Abb. 9 erklärt:

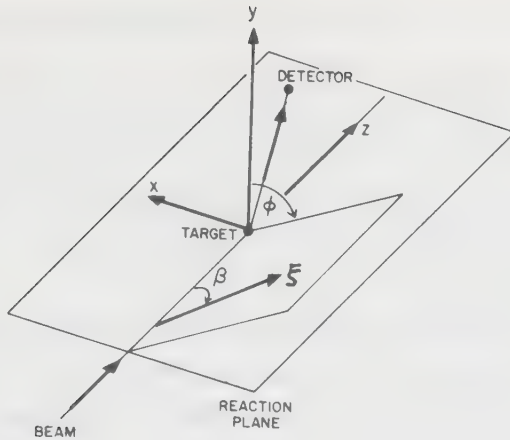


Abb. 9: Orientierung der Spinsymmetrieachse $\bar{s}$ im Targetkoordinatensystem (x,y,z) zur Erklärung der Winkel β und ϕ . Aus (Hae 74)

Eingezeichnet ist ein Koordinatensystem am Target, das nach der Madison Konvention festgelegt ist. In dem rechtshändigen System zeigt die positive z-Achse in Richtung des Impulses $\bar{k}_{in}$ der einlaufenden Teilchen, die positive y-Achse ist parallel zu $\bar{k}_{in} \times \bar{k}_{out}$, wobei $\bar{k}_{out}$ der Impuls der auslaufenden Teilchen ist. Der Winkel β wird von der Spin-Symmetrie oder -Alignmentachse $\bar{s}$ und der z-Achse gebildet. ϕ ist der Winkel zwischen der y-Achse und der Projektion von $\bar{s}$ auf die (x,y)-Ebene und wird von einem Beobachter, der in Strahlrichtung blickt, im Uhrzeigersinn gezählt.

Der Messung zugänglich sind die Wirkungsquerschnitte bei polarisiertem und unpolarisiertem Deuteronenstrahl. Wird

das Experiment so durchgeführt, daß die Detektoren in nur einer Ebene, links und rechts vom Target, aufgebaut sind, so müssen zur Bestimmung aller Analysierstärkekomponenten T_{kq} mehrere Meßläufe bei verschiedener Ausrichtung der Spinalignmentachse bezüglich des ortsfesten Targetkoordinatensystems durchgeführt werden.

Einfach ist dabei die Bestimmung der Vektoranalysierstärke iT_{11} . Denn mit einem rein vektorpolarisierten Deuteronenstrahl vereinfacht sich die Gleichung (4) zu:

$$\sigma(\theta) = \sigma_o(\theta) [1 + r_2 \hat{t}_{10} iT_{11} \sin\beta \cos\varnothing]; \hat{t}_{20} = 0 \quad (5)$$

Damit erhält man die Vektoranalysierstärke aus zwei Meßläufen mit $\varnothing = 0^\circ$ ("Spin up") und $\varnothing = 180^\circ$ ("Spin down") bei einem festen Winkel $\beta = 90^\circ$. Mit Doppelzählerauswertung ergibt sich:

$$iT_{11} = \frac{1}{r_2 \hat{t}_{10}} \frac{\frac{\sqrt{\frac{\sigma_{L\uparrow} \sigma_{R\downarrow}}{\sigma_{R\uparrow} \sigma_{L\downarrow}}}}{-1}}{\frac{\sqrt{\frac{\sigma_{L\uparrow} \sigma_{R\downarrow}}{\sigma_{R\uparrow} \sigma_{L\downarrow}}}}{+1}} \quad (6)$$

mit $\sigma_{L,R}^{\uparrow\downarrow}$: Wirkungsquerschnitt gemessen mit dem linken bzw. rechten Detektor bei $\varnothing=0^\circ$ bzw. $\varnothing = 180^\circ$

Diese Doppelzählerauswertung hat den Vorteil, daß zwei Wirkungsquerschnitte eines Meßlaufes ($\frac{\sigma_L}{\sigma_R}$) dividiert werden, denn dadurch entfallen Normierungsprobleme bezüglich

der Targetstromintegration.

Dieser Vorteil der Doppelzählerauswertung ist bei der Bestimmung der Tensoranalysierstärken nicht gegeben. Mit einem tensorpolarisierten und unpolarisierten Deuteronenstrahl wird hier das Verhältnis $\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_0(\theta)}$ für einen Detektor in zwei Meßläufen bestimmt. Die Komponenten T_{20} und T_{22} ergeben sich bei einem Winkel $\beta=90^\circ$. Hier erhält man den größten Beitrag zu T_{22} und T_{20} hat sein zweites relatives Maximum. Um die θ -Abhängigkeit der Beiträge zu variieren braucht man dazu zwei Einstellungen mit $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$. Das heißt, bei einer Detektoranordnung in einer Ebene mißt man mit zwei Zählern die zur Bestimmung von T_{20} und T_{22} notwendigen vier Zählraten links - rechts ($\theta = 0^\circ$) und oben - unten ($\theta = 90^\circ$). Mit der Definition für das Verhältnis $\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_0(\theta)} = \chi$ ergeben sich aus den Zählratenverhältnissen bei

$\theta = 0^\circ; \beta = 90^\circ$:

$$\begin{aligned} \chi_L &= \left[1 + \sqrt{2} \hat{t}_{10} i T_{11} - \frac{1}{2} \hat{t}_{20} T_{20} - \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{t}_{20} T_{22} \right] \\ \chi_R &= \left[1 - \sqrt{2} \hat{t}_{10} i T_{11} - \frac{1}{2} \hat{t}_{20} T_{20} - \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{t}_{20} T_{22} \right] \text{ mit } \hat{t}_{20}(\theta=0^\circ) \end{aligned}$$

und $\theta = 90^\circ; \beta = 90^\circ$

$$\begin{aligned} \chi_u &= \left[1 - \frac{1}{2} \hat{t}_{20} T_{20} + \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{t}_{20} T_{22} \right] \\ \chi_o &= \left[1 - \frac{1}{2} \hat{t}_{20} T_{20} + \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{t}_{20} T_{22} \right] \text{ mit } \hat{t}_{20}(\theta=90^\circ) \end{aligned}$$

die Tensoranalysierstärken:

$$T_{20} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{t_{20}(0^\circ)} (2 - (x_L + x_R)) + \frac{1}{t_{20}(90^\circ)} (2 - (x_O + x_U)) \right] \quad (7)$$

$$T_{22} = \frac{1}{2\sqrt{6}} \left[\frac{1}{t_{20}(90^\circ)} (x_O + x_U - 2) - \frac{1}{t_{20}(0^\circ)} (x_L + x_R - 2) \right] \quad (8)$$

Zur Bestimmung von T_{21} ist ein weiterer Meßlauf mit $\emptyset = 90^\circ$ und $\beta = 45^\circ$ nötig. Denn für $\beta = 45^\circ$ ist der Beitrag zu T_{21} maximal. Damit erhält man aus Gleichung (4) ähnlich wie oben:

$$T_{21} = \frac{1}{\sqrt{6} t_{20}} (x_O - x_U) \quad (\emptyset = 90^\circ; \beta = 45^\circ) \quad (9)$$

Wesentlich für die Bestimmung der Analysierstärken T_{kq} ist also die Kenntnis der Winkel β und $\emptyset$ durch die die Orientierung der Spinalignmentachse bezüglich des Targetkoordinatensystems festgelegt wird. Diese Winkel werden mit Hilfe der spindrehenden Elemente Wienfilter und Solenoid eingestellt, die dazu geeicht sein müssen, d.h. der Zusammenhang

$$\begin{aligned} \beta &= f(I_{WF}) & \text{und} \\ \emptyset &= f(I_{sol}) & \text{muß bekannt sein.} \end{aligned}$$

Den Zusammenhang zwischen Wienfilterstrom und Winkel β ermittelt man über die Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ (Grü 71). Diese Reaktion zeigt über einen weiten Energiebereich neben einer großen, nahezu energieunabhängigen Analysier-

stärke T_{20} auch einen hohen Reaktionswirkungsquerschnitt. Bei $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ$ werden bis auf T_{20} alle anderen Analysierstärken zu null. Man erwartet daher nach Gleichung (4) für das Zählratenverhältnis $\frac{N_{\text{pol}}}{N_0}$ (0°) bei konstanter Tensorpolarisation des Strahls eine $(3\cos^2\beta - 1)$ Abhängigkeit:

$$\frac{N_{\text{pol}}}{N_0} = 1 + \frac{1}{2} (\hat{t}_{20} T_{20}) (3\cos^2\beta - 1) \text{ mit } (\hat{t}_{20} T_{20}) = \text{konst.}$$

Die Messung der Änderung dieses Zählratenverhältnisses in Abhängigkeit vom Strom I_{WF} und damit von β ergibt den Zusammenhang $\beta = f(I_{\text{WF}})$.

Der Zusammenhang zwischen $\emptyset$ und Solenoidstrom wird über die Reaktion $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ bestimmt. Mit vier Detektoren, links, rechts, oben und unten werden unter $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ bei einer festen Wienfiltereinstellung $\beta = 90^\circ$ und konstanter Tensorpolarisation des Strahls die zu $T_{22} \cos 2\emptyset$ proportionalen Zählraten $(X_0 + X_U) - (X_L + X_R)$ in Abhängigkeit vom Solenoidstrom bestimmt. Der Wert von T_{22} , der unter $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ sein Maximum annimmt, wird der Arbeit von Drenckhahn entnommen.

2) Aufbau und Durchführung des Experiments

a) Aufbau

Das Experiment $^{12}\text{C} + d$ wurde mit polarisierten Deuteronen der Erlanger Lambshift Quelle durchgeführt (Fei 75). Als Beschleuniger diente der Erlanger FN - Tandem Beschleuniger von HVEC. Der Deuteronenstrahl wurde durch Ablenkung

um 90° energieanalysiert und mit einem zweiten 90° Magnet in die Experimentierhalle gelenkt. Beim Eintritt in das Strahlrohr nach dem zweiten 90° Magneten war die für die Neutronenmessung letzte strahlbegrenzende Blende eingebaut, eine Ta-Scheibe mit einem Lochdurchmesser von 3 mm. Sie diente dazu einen definierten Einschub in das Strahlrohr festzulegen. Dort entstehende Neutronen wurden von einer ca 1m dicken Betonmauer vom Meßraum abgeschirmt. Der Aufbau des Strahlrohrs und der Zähler ist aus der Abb. 10 ersichtlich.

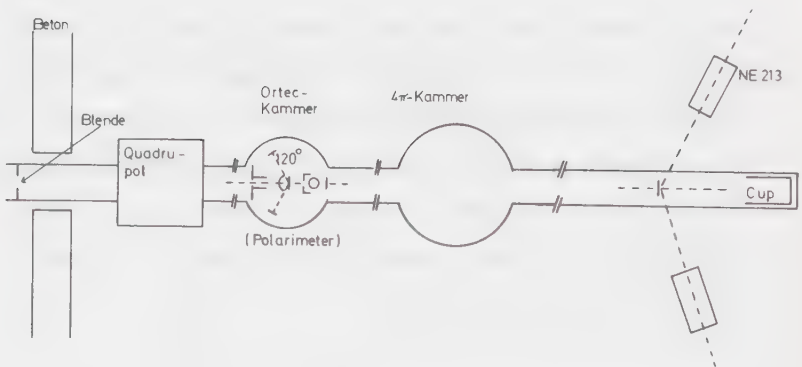


Abb. 10: Die Meßanordnung (Erläuterung s. Text)

Der Abstand von der Ta-Blende bis zum Target betrug etwa 20m. Es war in einer Streukammer hinter der 4π -Kammer untergebracht. Die Fokussierung des Strahls auf das

Target geschah mit einem Triplett-Quadrupol, die Lage-einstellung auf dem Target mit einem (x,y) Steererpaar. Eine Abschirmung der Zähler von im Raum gestreuten Neutronen erwies sich als nicht notwendig.

In der Ortec-Kammer war das Polarimeter untergebracht, das durch drehen des Kammerbodens in den Strahl gefahren werden konnte. Die Tensorpolarisation $\hat{t}_{20}$ wurde mit einer ^3He -Zelle unter 0° über die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ bestimmt (s. Seite 35). Mit der bekannten Tensoranalysierstärke T_{20} (Grü 71) und bekannten Winkel β erhält man aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit dem polarisierten und unpolarisierten Strahl aus Gleichung (4):

$$\hat{t}_{20} = \left(\frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma_0(0^\circ)} - 1 \right) \frac{2}{T_{20}(3\cos^2\beta - 1)}$$

Mit einem ^{12}C -Target und zwei unter 120° aufgestellten Zählern wurde über die Reaktion $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ die Vektorpolarisation des Deuteronenstrahls bestimmt. Durch eine Meßfolge von polarisiert ($\emptyset = 0^\circ$ und $\emptyset = 180^\circ$) und unpolarisiert konnte mit diesem Polarimeter bei tensorpolarisiertem Strahl gleichzeitig der Vektoranteil, bzw. bei vektorpolarisiertem Strahl der Tensoranteil bestimmt werden. Mit der gleichen Anordnung wurde vor dem eigentlichen Experiment der Zusammenhang zwischen β und I_{WF} überprüft, der von Löh (Löh 76) angegeben wird. Gegenüber der damaligen Messung konnte keine Änderung festgestellt werden.

Der Zusammenhang zwischen $\emptyset$ und I_{sol} wurde mit vier Detektoren in der 4 π -Kammer bestimmt. Die folgenden Abb. 11 und 12 zeigen diese Messungen. Die durchgezogenen Kurven stellen Fitkurven (least square fit) dar. Auf Grund dieser Messungen konnten die Winkel β auf $\pm 2^\circ$ und $\emptyset$ auf $\pm 4^\circ$ genau eingestellt werden.

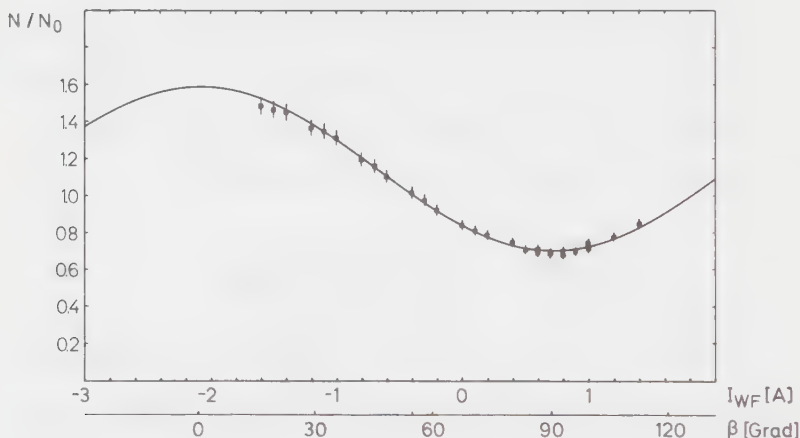


Abb. 1: Zählratenverhältnisse pol./unpol. Strahl in Abhängigkeit von der Einstellung des Wien-filters. Polarisationsrichtung "+". (aus(Löh 76))

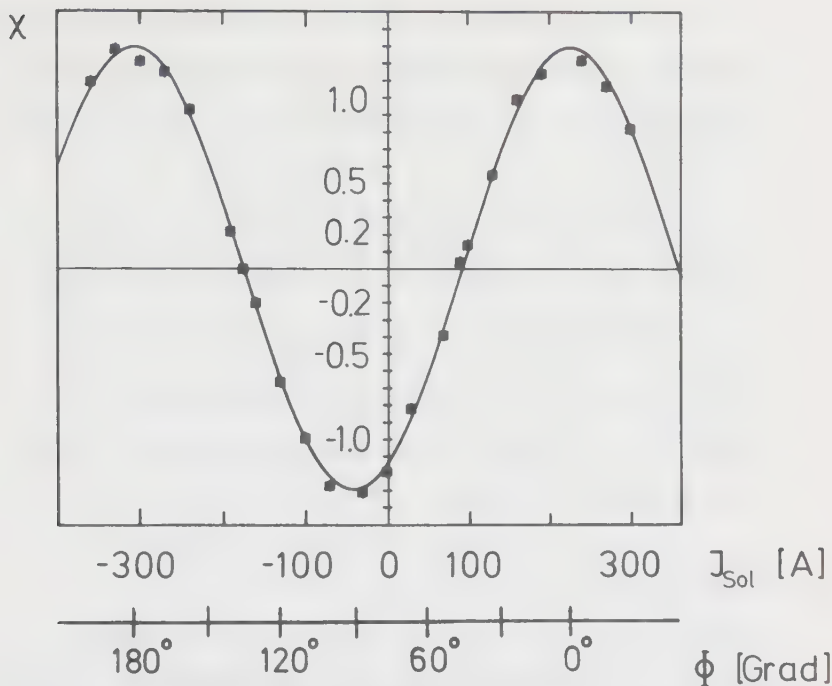


Abb. 12: Zählratenverhältnisse X in Abhängigkeit von der Solenoideinstellung.

$$(X = (X_O + X_U) - (X_L + X_R)) \propto T_{22} \cos 2\phi$$

Als Target wurde eine Polyäthylenfolie mit einer Dicke von 50μ verwendet. Dies entspricht bei einer Einschußenergie von 9 bzw. 10 MeV einem Energieverlust für Deuteronen von 382 KeV bzw. 352 KeV.

Der Nachweis der Neutronen erfolgte mit maximal 9 NE213 Flüssigkeitsszintillatoren. Der Neutroneneinfall erfolgte senkrecht zur Zylinderstirnfläche. Gemessen wurde unter

den Winkeln $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ - 82,5^\circ$ bei einer Schrittweite von $7,5^\circ$ die Analysierstärken und unter $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ - 105^\circ$ bei der gleichen Schrittweite der differentielle Wirkungsquerschnitt.

Mit unserer für die Neutronenmessung üblichen Streukammer (s. ii) kann man nicht den ganzen Winkelbereich ab 0° vermessen. Für T_{20} erwartet man jedoch im Winkelbereich $0^\circ - 30^\circ$ (Dre 77) die größten Effekte. Deshalb wurde das Meßprogramm unterteilt in drei Abschnitte, in denen je ein bestimmter Winkelbereich mit einer speziell dafür gebauten Streukammer untersucht wurde.

i) Analysierstärke Winkelbereich $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ - 30^\circ$

In diesem Winkelbereich wurden die Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} bei $E_d = 10$ MeV gemessen. Verwendet wurden 5 Detektoren die unter den Winkeln 15° und 30° symmetrisch zum Target sowie unter 0° aufgestellt waren. Die Abstände betrugen hier einheitlich 35 cm, was einer Winkelauflösung (WA) von 6° entspricht. In einer zweiten Winkelstellung wurden die Zwischenwinkel bei $7,5^\circ$ mit 50 cm ($4,5^\circ$ WA) und $22,5^\circ$ mit 40 cm ($5,5^\circ$ WA) Abstand vom Target vermessen. Unter 0° betrug der Abstand bei dieser Stellung 65 cm ($3,5^\circ$ WA). Als Targethalter wurde dafür ein auf 2 mm abgedrehter Stopfflansch verwendet. Der Aufbau dieses Targethalters ist in Abb. 13 dargestellt. Diese Anordnung dient gleichzeitig als Cup,

dazu wird der Flansch isoliert eingebaut. Ein davor befindliches kurzes Rohrstück trägt einen Trovidureinsatz, dessen eines Ende als Dichtfläche zur Isolierung gegen den Stoppflansch gearbeitet ist. Ein bleiverkleidetes Aluminiumrohr, das in die Trovidurhalterung eingepasst ist, bildet den Repeller und wird dazu auf -200V vorgespannt.

- 1) Meßtarget
- 2) Strahlstopper (Gold)
- 3) Tantalblenden

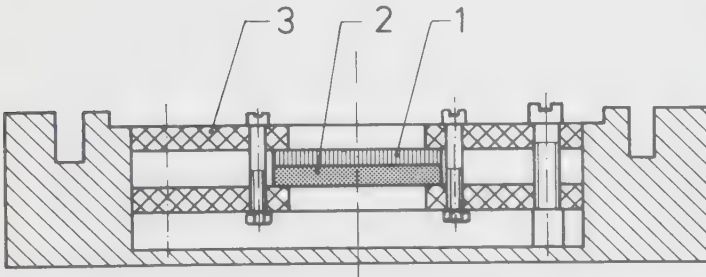


Abb. 13: Querschnitt des als Targethalter verwendeten Stoppflansches (Zeichnung nicht maßstäblich)

Zur Fokussierung des Strahls auf Targetmitte war vor dem Repeller ein einschwenkbarer Cup angebracht, auf den der Strom optimiert wurde. Der Abstand dieses Cups zum Target betrug etwa 25 cm.

ii) Analysierstärke Winkelbereich $30^{\circ} - 82,5^{\circ}$

Hier wurden alle Analysierstärken bei einer Einschüßenergie von $E_d = 10$ MeV, sowie die Tensoranalysierstärken T_{20} und T_{22} bei $E_d = 9$ MeV gemessen. Dazu wurden acht Detektoren verwendet mit denen in zwei Winkelstellungen θ der Bereich in $7,5^{\circ}$ Schritten abgetastet wurde. Die Abstände vom Target betrugen bei den Winkeln 30° und 45° bzw. $37,5^{\circ}$ und $52,5^{\circ}$ 35 cm (6°WA) und bei 60° und 75° bzw. $67,5^{\circ}$ und $82,5^{\circ}$ 30 cm ($7,5^{\circ}\text{WA}$). Als Monitor war zusätzlich ein neunter Detektor auf das Strahlrohr montiert. (θ_{Lab} (links, rechts) = 0° ; θ_{Lab} (oben)= 15°). Als Streukammer diente ein auf 2mm abgedrehtes Aluminiumrohr. Diese Anordnung wurde bereits von Krämer (Krä 76) verwendet. Der Strahlfokus wurde vor jedem Meßlauf auf einem Quarztar-get eingestellt und mit einer Fern-sehkamera kontrolliert. Während der Meßläufe blieb der Ort des Brennflecks durch ein schwaches Leuchten auf der Polyäthylenfolie sichtbar und konnte über die Fern-sehkamera überwacht werden. Der Abstand des mit Blei ausgekleideten Faraday-Cups und des Repellers vom Target betrug dabei etwa 1m.

iii) Differentieller Wirkungsquerschnitt

Winkelbereich $0^{\circ} - 105^{\circ}$

Zur Absolutbestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist eine genaue Kenntnis der Anzahl der Streuzentren im Target, sowie eine sehr gute Stromnormierung er-

forderlich. Bei der verwendeten Polyäthylenfolie ist jedoch die Anzahl der Kohlenstoffatome nicht genau bekannt. Es wurde deshalb eine Streukammer gebaut, mit der neben dem $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ Wirkungsquerschnitt gleichzeitig mit einer Diode unter 90° der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ Wirkungsquerschnitt gemessen wird. Der genaue Wert des $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ Wirkungsquerschnitts kann aus der Literatur entnommen werden. Auf diese Weise wird das Produkt aus Flächendichte der Streuzentren im Target (w) und Anzahl der auftreffenden Deuteronen (I) in der Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt eliminiert. Gleichzeitig werden durch diese Normierung Schwankungen in der Targetstromintegration bei verschiedenen Meßläufen korrigiert. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die (d,n) Reaktion ergibt sich damit aus:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{\text{d},\text{n}}^{\text{Lab}} = \frac{N_{\text{n}}}{(d\Omega)_{\text{n}} \epsilon(E_{\text{n}}) I w}$$

$$\text{und } I w = \frac{N_{\text{p}}}{(d\Omega)_{\text{p}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{d},\text{p}}}$$

zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{d},\text{n}}^{\text{Lab}} = \frac{N_{\text{n}}}{N_{\text{p}}} \left(\frac{d\Omega_{\text{p}}}{d\Omega_{\text{n}}} \right) \frac{1}{\epsilon(E_{\text{n}})} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{d},\text{p}} \quad (10)$$

- mit N_n, N_p : Zählraten im Neutronen- bzw. Protonen-detektor
- $\epsilon(E_n)$: Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronen-detektors
- $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{d,p}$: Differentieller Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ Reaktion; Literaturwert
- $(d\Omega)_{n,p}$: Raumwinkel des Neutronen- bzw. des Protonendetektors
- I: Gesamtzahl der Deuteronen während der Meßdauer
- w: Flächendichte der Streuzentren im Target

Als Streukammer wurde dazu ein 4"-T-Stück verwendet, das so eingebaut wurde, daß beide gegenüberliegende Enden senkrecht auf der Strahlrichtung und senkrecht auf der Reaktionsebene stehen. Das Target befand sich in der Mitte des -T-Stücks unter 45° zur Strahlrichtung. An dem einen Ende wurde durch ein Fenster mit einer Fernsehkamera die Fokussierung des Strahls auf das Target überwacht. Am anderen Ende war ein 40 cm langes 2"-Rohr angebracht, mit einer Diode als Monitor. Das T-Stück diente gleichzeitig als Cup, wobei wiederum auf der Kammerrückseite ein Goldblech als Strahlstopper angebracht war. Als Repeller wurde die in (i) beschriebene Anordnung verwendet.

Gemessen wurde mit drei Detektoren bei einem Targetabstand von 45 cm (5°WA) und Einschußenergien von $E_d = 9$

und 10 MeV. Einer der Detektoren war als Monitor fest eingebaut, mit jedem der beiden anderen wurde in $7,5^\circ$ Schritten der Winkelbereich vermessen.

b) Elektronik

Der Aufbau der Nachweiselektronik war bei allen drei Abschnitten gleich. Der schematische Aufbau ist für das Beispiel eines Neutronendetektors in der Abb. 14 dargestellt:

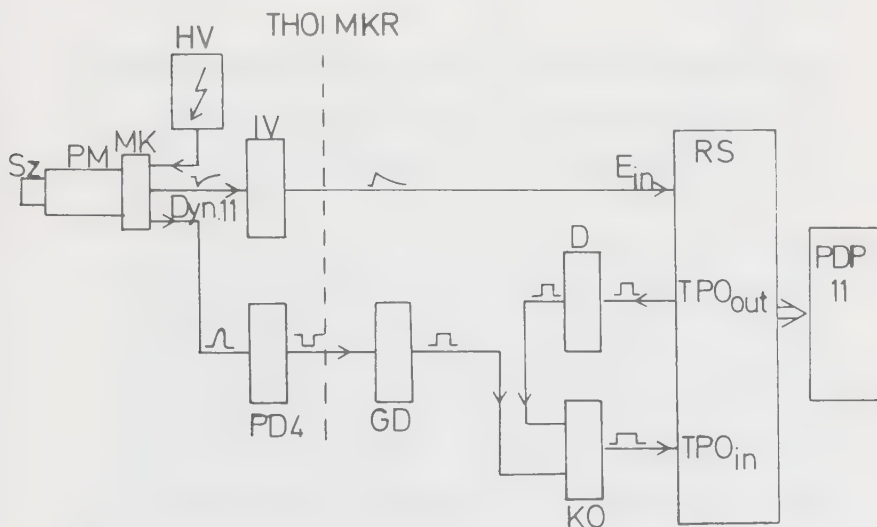


Abb.14: Schematischer Aufbau der Nachweiselektronik

Sz : Szintillator NE213	GD : Gate a.Delay
PM : Photomultiplier 56AVP	D : digitales Delay
MK : Meßkopf MM8	KO : Koinzidenzstufe
HV : Hochspannungsversorg.	RS : Routingsystem
IV : Inverterstufe	THO: Targethalle Ost
PD4: Pulse-shape Disk.	MKR: Meß- und Kontrollraum

Der Meßkopf MM8 enthält eine Spannungsteilerschaltung zur Versorgung des 14-stufigen Photomultipliers 56AVP von Valvo. Das Anodensignal (Dynode 10) wird über ein 50 Ω Kabel ausgekoppelt und im eingebauten ladungsempfindlichen Vorverstärker (VV) MV6N integriert. Es steht als negatives Energiesignal am Ausgang des MM8 zur Verfügung. Ebenfalls über ein 50 Ω Kabel wird das Dynodensignal von D11 ausgekoppelt und zur n γ -Diskrimination auf die Pulse shape Einheit PD4 gegeben (Beschreibung siehe S.11, Abb. 3).

Es wurde stets mit mehreren Zählern gleichzeitig gemessen, als Multiplexer diente dafür ein Routingsystem (RS) (Hei 77, Wan 75) mit einer Rechenmaschine PDP11/PDP7 im on line Betrieb zur Aufnahme der Spektren. Die Einheit RS - PDP11, sowie das Analysier- und Auswertprogramm Single 4 (Her 77) wurde dazu erstmalig eingesetzt.

Da das RS nur positive Vorverstärkersignale verarbeiten kann, mußte das Ausgangssignal des MV6N VV invertiert werden. Im RS selbst wird die Energieleitung E_{in} aufgespalten in einen Zweig, der über einen Hauptverstärker mit fest eingestellter Integrations- und Differentiationszeit läuft, und in einen zweiten Zweig über einen Time-Pick off (TPO). Normalerweise wird dieses digitale TPO-Signal dann als Steuersignal an die internen linearen Torstufen für das Energiesignal gelegt. In diese Lei-

tung wird bei unserem Aufbau eine Koinzidenz zwischen TPO- und PD4-Signal eingeschleift und damit das lineare Gate angesteuert. Digitale Verzögerungen in beiden Leitungen sind nötig um sowohl das Schwellen- und Neutronensignal aufeinander, wie auch das Koinzidenzsignal auf das Energiesignal abzustimmen. Bei den Signalen, die dann über den Summierverstärker und die Endstufe zum Analogeingang des ADC gelangen, handelt es sich nur noch um Energiesignale von Neutronen, die über einer gewissen Schwelle (TPO) liegen.

Gestoppt wurde die Messung durch einen Vorwahlzähler, wenn der digitalisierte und auf Totzeit korrigierte Targetstrom eine eingestellte feste Zählrate erreicht hatte.

Gearbeitet wurde mit der Konfiguration 2x8 am RS, d. h. zwei unabhängigen Blöcken mit jeweils maximal 8 Detektoren für einen ADC. Über den einen ADC wurden acht Neutronendetektoren über die Camac-Schnittstelle auf die Rechenanlage PDP11 gegeben. Ein Neutronenmonitor, sowie die Polarimeterspektren wurden mit dem zweiten ADC über ein spezielles Interface auf die PDP7 gegeben. Für jedes Spektrum betrug die Auflösung 1024 Kanäle, sie wurden mit einem on-line Programm während der Messungen auf einem Bildschirm dargestellt und zur Auswertung auf Magnetband gespeichert.

c) Meßzyklus

Zur Bestimmung aller Analysierstärken in den Abschnitten (i) und (ii) waren die in (III.1) erwähnten Einstellungen der Spinalignmentachse bezüglich des Targetkoordinatensystems nötig. Für die Bestimmung der Tensoranalysierstärken bestand daher ein vollständiger Meßzyklus bei jeder Winkelstellung θ_{Lab} aus vier ($(\beta=90^\circ; \varnothing=0^\circ \text{ und } 90^\circ); (\beta=45^\circ; \varnothing=90^\circ); \text{unpolarisiert})$, für die Vektoranalysierstärke aus zwei ($(\varnothing=0^\circ; \beta=90^\circ); (\varnothing=180^\circ; \beta=90^\circ)$) Meßläufen.

Jeder Meßlauf wiederum war unterteilt in drei Einzelläufe. Damit konnte die Zählratenkonstanz bei einer festen Einstellung überprüft werden und eine Ausschmierung der Spektren durch Verstärkungsschwankungen wurde durch die kleineren Meßzeiten vermieden.

Bei einem Strom am Target von 15 - 20 nA betrug die Meßzeit für einen Einzellauf etwa 30 Minuten.

Da das Polarimeter in einer vom Experiment getrennten Streukammer untergebracht war (Abb. 10), konnten die Polarisationsmessungen auch nur vom Experiment getrennt durchgeführt werden. Wegen der guten Konstanz der Quelle wurde die Strahlpolarisation vor und nach jedem Meßlauf, bei einem zeitlichen Abstand von etwa 2 Stunden gemessen. Die Tensorpolarisation des Strahls betrug dabei im Mittel $p_{zz} = 63\%$ vom theoretischen Wert mit einer maximalen Polarisationschwankung von $\pm 5\%$. Der Vektoranteil war stets kleiner als 4%.

Für den vektorpolarisierten Deuteronenstrahl ergab sich ein mittlerer Polarisationsgrad von $p_z = 56,5\%$, ebenfalls mit einer maximalen Schwankung von $\pm 5\%$. Der Tensoranteil dabei war kleiner als 3% .

Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in (iii) wurde mit der konventionellen HVEC-Quelle durchgeführt. Um Pile-up Effekte und Totzeiten zu vermeiden wurde der Strom auf $25 - 30$ nA beschränkt. Mit jedem der beiden Zähler wurde der Winkelbereich zweimal gemessen, so daß zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei jedem Winkel vier Zählraten zur Verfügung standen.

3) Ergebnisse und Fehlerdiskussion

Die Auswertung der Spektren erfolgte auf der Rechenanlage PDP15 mit dem in (I.3) beschriebenen Verfahren. Die daraus ermittelten Analysierstärken für den Übergang zum Grundzustand im ^{13}N , iT_{11} , T_{20} , T_{21} und T_{22} sind in Abb. 15 für $E_d = 10$ MeV und die Analysierstärken T_{20} und T_{22} für $E_d = 9$ MeV in Abb. 16 dargestellt. Zusätzlich sind die Ergebnisse für die Vektoranalysierstärke iT_{11} von Tenhaken und Quin (Ten 76) mit eingezeichnet ($E_d = 9.70$ bzw. 9.10 MeV). Der Überlapp mit unseren Meßwerten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Bei allen Tensoranalysierstärken (Abb. 15) sind die Anschlußwerte bei $\theta_{\text{Lab}} = 30^\circ$ aus den beiden Meßabschnitten (2i) und (2ii) getrennt eingezeichnet.

Die T_{20} Komponente zeigt unter Vorwärtswinkeln einen steilen Anstieg, ab $\theta_{\text{Lab}} = 37,5^\circ$ treten dann allerdings starke Fluktuationen auf, so daß diese Werte für einen Vergleich mit Modellrechnungen nicht geeignet sind. Die T_{22} Komponente dagegen, die aus denselben Zählraten ermittelt wird, weist in diesem Bereich einen glatten Verlauf auf. Die Ursache liegt darin, daß Zählratenschwankungen und Meßfehler bei T_{20} wesentlich stärker eingehen, als bei T_{22} , die Größe der eingezeichneten Fehlerbalken bringt das deutlich zum Ausdruck. Am kleinsten sind jedoch die Fehler bei der Vektoranalysierstärke iT_{11} , zudem zeigt sie, selbst im Bereich des kleinen Maximums von etwa 5% keine solchen Schwankungen wie die Tensoranalysierstärke T_{20} .

Die Erklärung dafür ist in der grundsätzlich verschiedenen Auswertung von Vektor- und Tensoranalysierstärken zu suchen. Zur Bestimmung aller Komponenten sind nach den Formeln (6) - (9) mehrere Meßläufe mit polarisiertem bzw. unpolarisiertem Deuteronenstrahl nötig. Alle Läufe werden bei einer fest eingestellten Targetstromintegration durchgeführt. Der Absolutwert dieser Stromnormierung, d. h. die Anzahl der in der Meßzeit auf das Target auftreffenden Deuteronen I kann aber in den einzelnen Meßläufen durchaus unterschiedlich sein, entweder verursacht durch eine unsaubere Totzeitkorrektur des digitalisierten Targetstroms bei den verschiedenen hohen Zählraten der polarisierten und unpolarisierten Meßläufe

einerseits und unterschiedlichen Zählratenbelastungen bei verschiedenen Winkelstellungen andererseits. Ebenfalls kann durch einen ungleichen Einschubort am Target bei aufeinanderfolgenden Meßläufen im Cup ein unterschiedlicher Strom registriert werden, obwohl der gleiche Teilchenfluß das Target durchsetzt.

Bei der Bestimmung der Vektoranalysierstärke werden durch die Doppelzählerauswertung nach Formel (6) solche Zählratenfehler, die auf Grund einer unterschiedlichen Stromnormierung in den beiden Meßläufen, Spin up und Spin down, auftreten, eliminiert:

mit
$$\sigma_{\frac{N}{I}} = \frac{aN}{I}$$

I: Anzahl der Deuteronen im Meßlauf

a: Detektorkonstante (Raumwinkel, Ansprechwahrscheinlichkeit, Targetdicke)

gilt:
$$\left(\frac{\sigma_{L\uparrow}}{\sigma_{R\uparrow}} \right) \left(\frac{\sigma_{R\downarrow}}{\sigma_{L\downarrow}} \right) = \left(\frac{a_L N_L \uparrow I \uparrow}{a_R N_R \uparrow I \uparrow} \right) \left(\frac{a_R N_R \downarrow I \downarrow}{a_L N_L \downarrow I \downarrow} \right) = \left(\frac{N_L \uparrow}{N_R \uparrow} \right) \left(\frac{N_R \downarrow}{N_L \downarrow} \right)$$

d. h. die zur Bestimmung der Vektoranalysierstärke nötigen zwei Meßläufe können bei völlig verschiedenen Stromnormierungen durchgeführt werden, der Wert für iT_{11} bleibt davon unbeeinflusst. Fehlerbestimmend für die Komponente iT_{11} sind allein die statistischen Fehler der einzelnen Zählraten und Raumwinkelfehler, verursacht durch Strahlwanderungen.

Anders bei den Tensorkomponenten. Zu ihrer Bestimmung müssen die Verhältnisse $\chi = \frac{N_{\text{pol}}}{N_{\text{unpol}}}$ gebildet werden, d. h. es werden die Zählraten, polarisiert und unpolarisiert aus den verschiedenen Meßläufen für jeden einzelnen Detektor, links und rechts dividiert. Um Fehler in den Verhältnissen χ , durch unterschiedliche Stromnormierung zu vermeiden, sind die drei Meßläufe für T_{20} und T_{22} , bzw. zwei für T_{21} bei genau gleicher Stromnormierung durchzuführen:

$$\chi = \frac{\sigma_{\text{pol}}}{\sigma_{\text{unpol}}} = \frac{a N_{\text{pol}} I_{\text{unpol}}}{a N_{\text{unpol}} I_{\text{pol}}} = \frac{N_{\text{pol}}}{N_{\text{unpol}}} \left(1 \pm \frac{\Delta I_{\text{pol}}}{I_{\text{pol}}} \right)$$

$$\text{mit: } I_{\text{unpol}} = I_{\text{pol}} \pm \Delta I_{\text{pol}}$$

Durch diese Auswertung können damit nur die Eigenschaften des Detektors eliminiert werden, wie bei der Doppelzählerwertung auch, Zählratenunterschiede, die auf Grund einer unterschiedlichen Stromnormierung bei den Meßläufen entstehen treten jedoch als Fehler in den χ auf. Diese Unsicherheit im Absolutwert der Targetstromintegration wirkt sich bei der T_{20} Komponente am stärksten aus, denn hier wird die Summe der vier Verhältnisse gebildet:

$$T_{20} = \chi_L \frac{I_{\emptyset=0}}{I_{\text{unpol}}} + \chi_R \frac{I_{\emptyset=0}}{I_{\text{unpol}}} + \chi_L \frac{I_{\emptyset=90^\circ}}{I_{\text{unpol}}} + \chi_R \frac{I_{\emptyset=90^\circ}}{I_{\text{unpol}}}$$

$$\text{mit } I_{\emptyset=0} \neq I_{\emptyset=90^\circ} \neq I_{\text{unpol}}$$

und von einem konstanten Wert subtrahiert(7).

Durch den Faktor $\frac{1}{2t_{20}}$ von der Strahlpolarisation, der größenordnungsmäßig ≈ 1 ergibt, entscheidet die Differenz zwischen der Konstanten und der Summe der Verhältnisse allein über Größe und Vorzeichen der T_{20} Komponente. Ein einfaches Beispiel soll dies für einen Nulldurchgang der T_{20} Komponente verdeutlichen:

für $\hat{t}_{20}(0^\circ) = \hat{t}_{20}(90^\circ) = -0,50$ gilt:

$$T_{20} = \frac{1}{2t_{20}} [4 - (x_L + x_R + x_O + x_U)] = 4 - (x_L + x_R + x_O + x_U)$$

Für die Verhältnisse gelte: $x_U = x_O = x_L = x_R = 1.00$

mit einem Fehler durch den unterschiedliche Absolutwerte bei der

Targetstromintegration: $\frac{\Delta I}{I} = 3\%$

erhält man: $T_{20} = 4 - (4 \pm 0.12) = 0 \pm 0.12$

Allein ein Unterschied im Absolutwert der Stromnormierung von 3% bringt also wegen des Gewichtungsfaktor $\frac{1}{2t_{20}} \approx 1$ eine Unsicherheit im Nulldurchgang von ± 0.12 . Dieser Fehler reicht aus um die Fluktuationen von T_{20} verständlich zu machen.

Bei der T_{21} und T_{22} Komponente dagegen wird die Differenz der Verhältnisse $(x_O + x_U) - (x_L + x_R)$ bzw. $(x_O - x_U)$ gebildet.

Dadurch können sich Abweichungen der Stromintegration

bei den Meßläufen teilweise kompensieren. Außerdem ist

durch den Polarisationsfaktor $\frac{1}{2t_{20}^2}$ bei T_{22} eine große Differenz der Zählratenverhältnisse erforderlich um bei T_{22} einen Effekt zu zeigen. Mit den selben Werten des obigen Beispiels erhält man für den Nulldurchgang der T_{22} Kompo-

nente:

$$T_{22} = 0.41 (2 \pm 0.06) - (2 \pm 0.06) I = 0 \pm 0.05$$

also eine deutlich kleinere Schwankung.

Aus dem Obigen ergibt sich, daß eine Abweichung im Absolutwert der Targetstromintegration von 3% bei den verschiedenen Meßläufen ausreichen würde, um die Schwankungen bei der T_{20} Komponente zu erklären. Aus mehrmals hintereinander ausgeführten Messungen bei festen Einschußbedingungen kann aus den Abweichungen der Einzelmessungen voneinander jedoch nur eine relative Schwankung der Targetstromintegration abgeschätzt werden, die 1% beträgt. Ob tatsächlich im Absolutwert der Targetstromintegration bei anderer Einstellung der Spinalignmentachse größere Abweichungen auftreten ist nicht sicher und aus den Zählraten auch nicht bestimmbar. Es wird deshalb bei der Fehlerberechnung für die einzelnen Komponenten dieser fiktive Fehler von 3% nicht berücksichtigt.

Eine zusätzliche Vergrößerung des Fehlers bei T_{20} gegenüber T_{22} kommt neben der unterschiedlichen Gewichtung mit t_{20} durch die Zähleranordnung in einer Ebene zustande. Dadurch werden die notwendigen Zählraten (N_{Links} , N_{Unten}) und (N_{Rechts} , N_{Oben}) mit zwei Detektoren bestimmt. Deshalb erscheint in der Fehlerfortpflanzung auch ein gekoppeltes Glied ($x_L x_U + x_R x_O$), das bei T_{20} additiv, bei T_{22} dagegen negativ eingeht:

$$\begin{aligned}
 (\Delta T_{20})^2 &= \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \left[2 \left(\frac{1}{2\hat{t}_{20}(0^\circ)} \right)^2 (x_L^2 + x_R^2) + 2 \left(\frac{1}{2\hat{t}_{20}(90^\circ)} \right)^2 (x_0^2 + x_U^2) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2\hat{t}_{20}(0^\circ)\hat{t}_{20}(90^\circ)} (x_L x_U + x_R x_0) \right] + \\
 &\quad + \left[\left(\frac{1}{2\hat{t}_{20}(0^\circ)} (2 - (x_L + x_R)) \right)^2 + \left(\frac{1}{2\hat{t}_{20}(90^\circ)} (2 - (x_0 + x_U)) \right)^2 \right] \left(\frac{\hat{\Delta t}_{20}}{\hat{t}_{20}} \right)^2 \\
 (\Delta T_{22})^2 &= \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \left[2 \left(\frac{1}{2\sqrt{6}\hat{t}_{20}(0^\circ)} \right)^2 (x_L^2 + x_R^2) + 2 \left(\frac{1}{2\sqrt{6}\hat{t}_{20}(90^\circ)} \right)^2 (x_0^2 + x_U^2) - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{12\hat{t}_{20}(0^\circ)\hat{t}_{20}(90^\circ)} (x_L x_U + x_R x_0) \right] + \\
 &\quad + \left[\left(\frac{1}{2\sqrt{6}\hat{t}_{20}(0^\circ)} (2 - (x_L + x_R)) \right)^2 + \left(\frac{1}{2\sqrt{6}\hat{t}_{20}(90^\circ)} (2 - (x_0 + x_U)) \right)^2 \right] \left(\frac{\hat{\Delta t}_{20}}{\hat{t}_{20}} \right)^2
 \end{aligned}$$

Der Fehler in der Strahlpolarisation beträgt $\pm 5\%$. Er ergab sich als Obergrenze bei der Auswertung aller Polarimeterspektren.

Als Zählratenfehler wurde ein mittlerer Fehler für jeden Detektor, der im Durchschnitt etwa $\frac{\Delta N}{N} = 1,2\%$ für den Übergang zum Grundzustand und $\frac{\Delta N}{N} = 2,2\%$ für den Übergang zum ersten angeregten Zustand betrug ermittelt. Dazu wurden alle Zählratenabweichungen der Einzelzählraten von den Mittelwerten jedes Meßlaufes aufgetragen. Da jeder Detektor zwei Winkelstellungen bei allen notwendigen Meßläufen, aufgeteilt in drei Einzelläufe erfaßte, konnte aus 24 Einzelabweichungen ein mittlerer Zählratenfehler für jeden

Detektor bestimmt werden. Zusätzlich wurde der relative Fehler der Einzelzählraten abgeschätzt, wobei als Fehlerquellen der statistische Fehler $\sqrt{N}$ Targetinhomogenität (1%), relative Genauigkeit der Stromnormierung (1%) und Auswertefehler durch Unsicherheiten in der Untergrundanpassung (0,7%), sowie Strahlfleckwanderungen am Target (± 1 mm) berücksichtigt wurden. Die so erhaltenen Fehler der Einzelzählraten wurden auf Mittelwertabweichungen umgerechnet und mit den mittleren Zählratenfehlern für jeden Detektor verglichen. Dabei ergab sich eine gute Übereinstimmung.

Nicht berücksichtigt bei den Fehlerbalken der Meßpunkte sind Unsicherheiten in der Winkeleinstellung von β mit $\pm 2^\circ$ und $\varnothing$ mit $\pm 4^\circ$. Eine Rechnung ergibt einen maximalen Fehler für diese Effekte von etwa 3% bei T_{22} und kleiner als 1% bei T_{20} , die starken Schwankungen bei T_{20} sind also damit nicht erklärbar.

Die Doppelzählerauswertung zur Bestimmung von iT_{11} darf streng nur bei rein vektorpolarisiertem Deuteronenstrahl durchgeführt werden. Der Fehler, der durch eine Tensorbeimischung von 3% entsteht, liefert $(\frac{\Delta iT_{11}}{iT_{11}}) = 2\%$. Er ist damit kleiner als der Fehler, der sich bei einer Einzelzählerauswertung mit den dann notwendigen drei Meßläufen ($(\beta = 90^\circ; \varnothing = 0^\circ + 180^\circ)$, unpolarisiert) allein auf Grund der Stromnormierung ergeben würde. Wegen der nicht laufend bestimmten geringen Tensorbeimischung wurde im Fehler von iT_{11} zusätzlich dieser Fehler von $\pm 2\%$ in den

Fehlerbalken berücksichtigt.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei $E_d = 10$ und 9 MeV sind in der Abb. 17 und 18 dargestellt. Aufgetragen sind die in diesem Experiment bestimmten Absolutwerte mit einem relativen Fehler von 10%. Er ergibt sich aus den Zählratenschwankungen und einer Unsicherheit in der Zähleransprechwahrscheinlichkeit. Diese wurde mit der in (I.1) angegebenen Formel für jede Neutronenenergie berechnet. Abhängig ist der Absolutwert dieses differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ unter 90° (10). Es wurde dafür der Wert von Cords (Cor 69) verwendet. Wegen der ausgeprägten Resonanzstruktur im $^{12}\text{C} + d$ System ist dieser Wert mit einer großen Unsicherheit behaftet, Angaben in der Literatur sind stark unterschiedlich. Deshalb werden später, zum Vergleich mit berechneten Wirkungsquerschnitten die von uns gemessenen Werte an die $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ Messung unter 0° von Davis und Din (Dav 72) angepaßt.

Die numerischen Werte der $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ Messung und die absoluten Fehler sind im Anhang dieser Arbeit aufgeführt, ebenso die Ergebnisse für den Übergang zum ersten angeregten Zustand im ^{13}N .



$E_d = 10.0 \text{ MeV}$

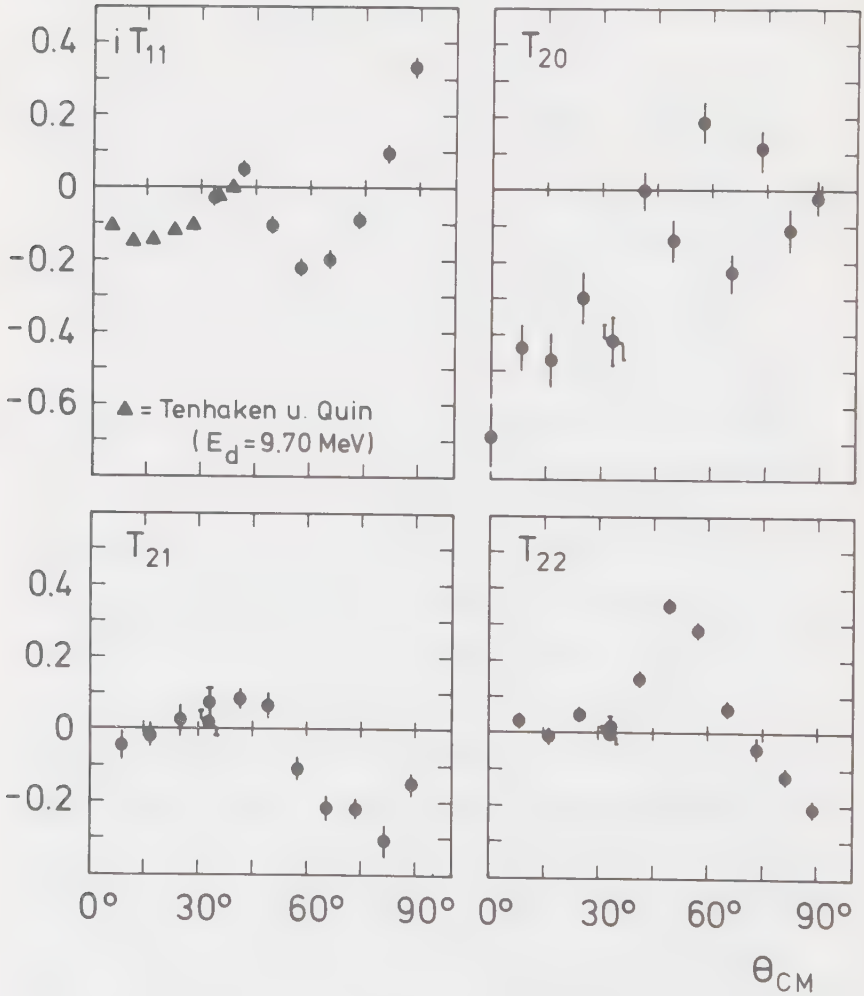


Abb. 15: Meßwerte für die Analysierstärken der Reaktion

$^{12}\text{C}(\bar{d}, n_0) ^{13}\text{N}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$.



$$E_d = 9.0 \text{ MeV}$$

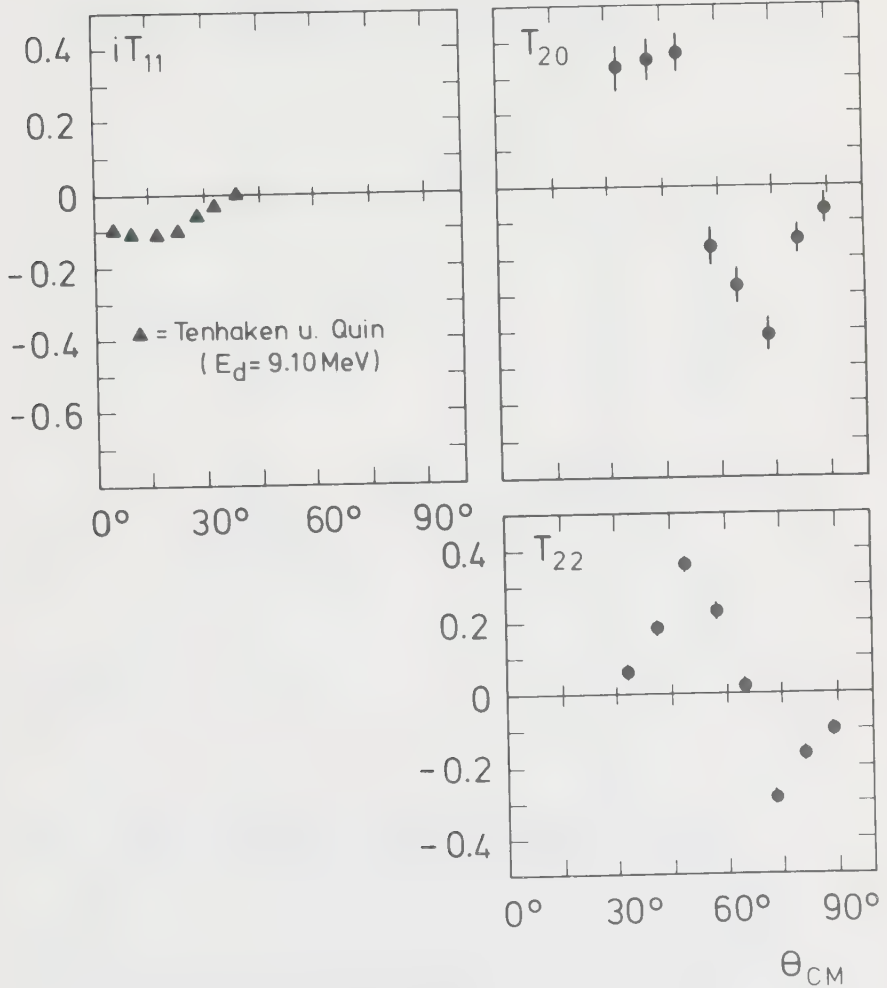


Abb. 16: Meßwerte für die Analysierstärken der Reaktion $^{12}\text{C}(\bar{d},n_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9 \text{ MeV}$.

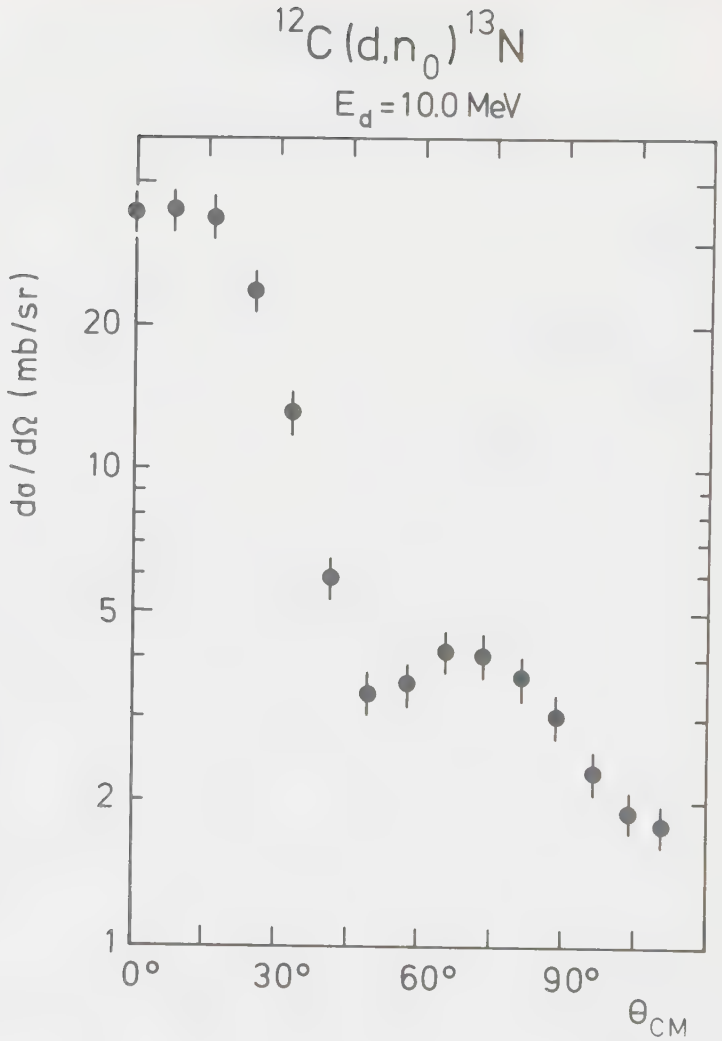


Abb. 17: Meßergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$.

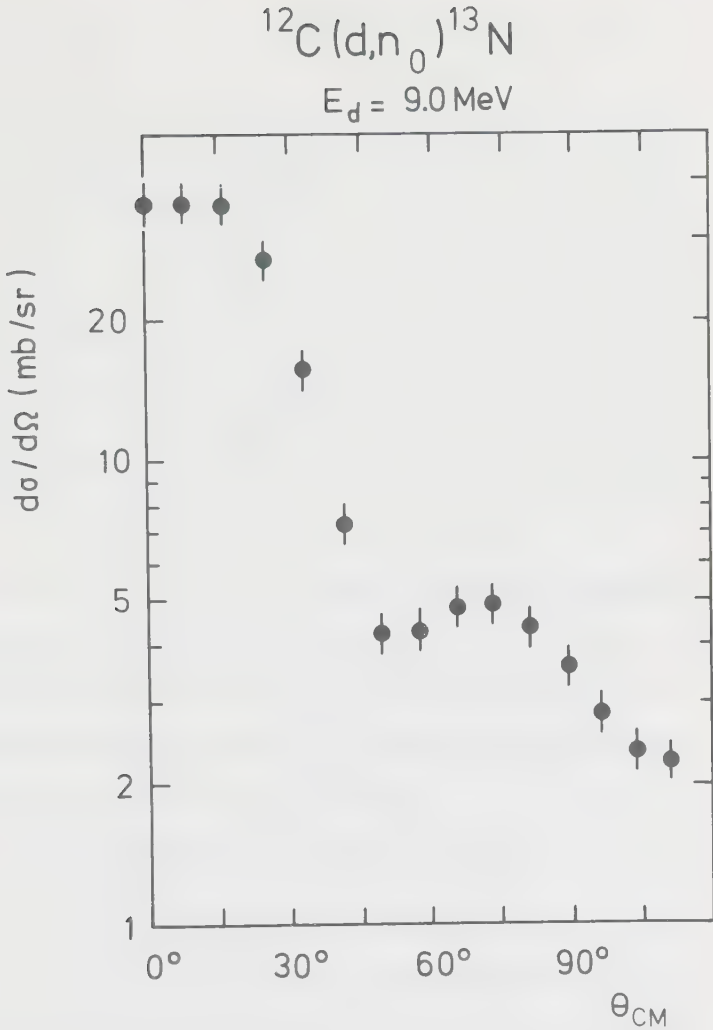


Abb. 18: Meßergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9 \text{ MeV}$.

IV. Diskussion der Ergebnisse =====

Die Analyse der experimentellen Daten wurde mit einer von Johnson und Santos (Joh 71) erweiterten DWBA-Theorie durchgeführt, die den D-Zustand des Deuterons in einer lokalen Energienäherung berücksichtigt. Dabei wurde der Versuch gemacht, die hier gemessenen Winkelverteilungen der Vektoranalysierstärke iT_{11} , der Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} sowie des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einem Parametersatz des Optischen Modells zu beschreiben. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die Grundlagen für die Analyse ganz kurz dargestellt.

1) Grundlagen für die Analyse

Rechnungen, die mit der DWBA durchgeführt werden, liefern bei direkten Reaktionen, wie z.B. Stripping-Reaktionen im allgemeinen gute Ergebnisse für die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke. Die grundlegenden Annahmen dabei sind:

- (i) Der Teilchentransfer findet direkt zwischen zwei betrachteten Kanälen (a,A) und (b,B) statt. (Eingangskanal und gemessener Ausgangskanal.)
- (ii) Die optischen Modell-Wellenfunktionen für die relative Bewegung der Teilchen im Ein- und Ausgangskanal sind für alle relevanten Regionen des Konfigurationsraumes gültig.
- (iii) Der Transferprozess ist schwach genug um als Störung

erster Ordnung behandelt zu werden.

Eine ausführliche Darstellung der DWBA-Theorie ist in der Literatur (Aus 70, Sat 64) zu finden. Bei der Beschreibung von Tensoranalysierstärken ist diese Theorie jedoch mit den üblichen Näherungen, u. a. der Vernachlässigung des D-Zustandes des Deuterons unzureichend (Koc 72, Roh 73, Joh 73). Das zeigt sich auch bei der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ Analyse (Dre 77). Der steile Anstieg bei T_{20} unter Vorwärtswinkeln, sowie die Amplituden der T_{21} und T_{22} Komponente können nur durch eine Berücksichtigung des D-Zustandes befriedigend beschrieben werden. Zur Analyse der experimentellen Daten dieser Arbeit wurde deshalb, wie bei Drenckhahn, ein von Johnson und Santos erweiterter DWBA-Formalismus verwendet, bei dem der D-Zustand des Deuterons in einer lokalen Energienäherung berücksichtigt ist.

Die innere Wellenfunktion $\phi_{s_d}^d(\underline{r};\text{p},\text{n})$ des Deuterons genügt der Schrödingergleichung:

$$V_{pn} \phi_{s_d}^d(\underline{r};\text{p},\text{n}) = (-\epsilon_d + \frac{\hbar^2 \nabla^2}{M}) \phi_{s_d}^d(\underline{r};\text{p},\text{n})$$

mit: V_{pn} Wechselwirkungspotential

ϵ_d Bindungsenergie des Deuterons

Entwicklung nach Drehimpulsen führt auf die Gleichung:

$$\phi_{s_d}^d(\underline{r};\text{p},\text{n}) = \sum_L i^L u_L(r) Y_{s_d}^d \quad (L = 0 \text{ und } L = 2)$$

Die Funktionen $u_L(r)$ sind die Radialfunktionen,

$Y_{Ls_d}^{\sigma_d}$ enthält die Winkelabhängigkeit und die Spinfunktion.

Zur weiteren Berechnung wird die Entwicklung von $\psi_{s_d}^{\sigma_d}$ in den Impulsraum transformiert. Die ersten beiden Glieder der so entstehenden Reihe, $u_0(k)$ und $u_2(k)$ ($L=1$ ist aus Paritätsgründen verboten) werden dann nach Potenzen von k bis zur Ordnung k^2 entwickelt. Man nennt diese Entwicklung "finite-range"-Näherung im Gegensatz zur exakten "finite-range"-Rechnung (Del 70), die an dieser Stelle keine Näherung enthält, und zur "zero-range"-Näherung, bei der nur das konstante Glied berücksichtigt wird.

Diese "finite-range"-Näherung ist gültig für:

$$k \ll \beta_0 \approx (\text{Reichweite von } V_{pn})^{-1}$$

Die Radialfunktionen ergeben sich zu:

$$(k^2 + \frac{M\epsilon_d}{\hbar^2}) u_0(k) = -\frac{M}{2\hbar^2} D_0 (1 - (\frac{k}{\beta_0})^2)$$

$$(k^2 + \frac{M\epsilon_d}{\hbar^2}) u_2(k) = -\frac{M}{2\hbar^2} D_2 D_0 k^2$$

Der Parameter D_0 , der dem konstanten Glied in der "zero-range"-Näherung entspricht, und der Parameter D_2 , der erst durch die Hinzunahme des D-Zustandes auftritt, bestimmen den Grad der D-Zustandsbeimischung. Eine ausführliche Darstellung dieser Erweiterung wird von (Dre 77) gegeben.

Das Programm, das mit der lokalen Energienäherung arbeitet, DWCODE (Har 70), berechnet den differentiellen Wirkungsquerschnitt, die Vektoranalysierstärke und die Tensoranalysierstärken von (d,p) und (d,n) Reaktionen, sowie die entsprechenden Größen der Umkehrreaktionen.

Für die Berechnung der Deuteronenwellenfunktion wird die von Yamaguchi (Yam 54) vorgeschlagene Form verwendet:

$$\phi(r) = \sqrt{\frac{2}{\beta}} \frac{N}{\beta^2 - r^2} \frac{e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}}{r} \quad N: \text{Normierungskonstante}$$

Sie gibt die Bindungsenergie des Deuterons, sowie die Triplettreichweite wieder. Mit einer effektiven Reichweite des Deuterons von 1.70 fm und mit einer Wahrscheinlichkeit, das Deuteron im D-Zustand zu finden von $p_D = 4\%$, ergeben sich die im Programm verwendeten Parameter:

$$D_0 = 1.245 \text{ D}_0^0 \quad \text{mit } D_0^0 = - \frac{\sqrt{2} \hbar^2}{M}$$

$$D_2 = 0.524 \text{ fm}^2$$

$$\beta = 5.76 \gamma \quad \text{mit } \gamma = 0.2316 \text{ fm}^{-1}$$

wobei β der Reichweitenparameter für das Potential V_{pn} in Einheiten von γ ist.

Die bei der Berechnung der Optischen Modell Wellenfunktionen verwendeten Potentiale sind von der Form:

$$V(r) = V_C(r) - V_R f(x) - i(W_V f(x_V) + 4 W_{SF} \left(\frac{d}{dx} f(x_{SF}) \right))$$

$$-(V_{S0} + i W_{S0}) \left(\frac{\hbar}{m c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{S0}) \frac{1}{s} \frac{s}{s}$$

wobei $\underline{l}$ und $\underline{s}$ die Operatoren des Bahndrehimpulses und des Spins in Einheiten von $\hbar$ sind. Die Funktionen $f(x_i)$ stellen die übliche Woods-Saxon Form dar:

$$f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1}; \quad x_i = \frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}$$

2) Vergleich der $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ mit $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ Daten;
Resonanzen im Compound-System $^{12}\text{C} + d$

Bei der Beschreibung von (d,p) Reaktionen bei mittelschweren und schweren Kernen hat sich die DWBA Theorie als recht erfolgreich erwiesen. Man kann jedoch nicht erwarten, daß mit dieser Theorie auch bei dem leichten Kern ^{12}C genauso gute Ergebnisse erzielt werden. Denn hier besitzt das Optische Modell nur noch eine begrenzte Gültigkeit, es werden Resonanzen im Compoundkern beobachtet, die der direkten Reaktion überlagert sind und oft tragen auch inelastische Prozesse merklich zur Reaktion bei.

Das Auftreten von Compound Kern Resonanzen im $^{12}\text{C} + d$ System zeigt Abb. 19. Aufgetragen sind hier die Anregungsfunktionen von $^{12}\text{C}(d,n_o)^{13}\text{N}$ unter 0° und $^{12}\text{C}(d,p_o)^{13}\text{C}$ unter 30° (Dav 72). Die Übereinstimmung zwischen beiden Kurven ist auffällig, trotz der verschiedenen Winkel. Für die $^{12}\text{C}(d,p_o)^{13}\text{C}$ Reaktion existiert keine Anregungsfunktion oberhalb 9 MeV, jedoch zeigen die 45° -Daten von Evans (Eva 63), daß sich die Resonanzstruktur mindestens bis 11 MeV fortsetzt (Abb.20).

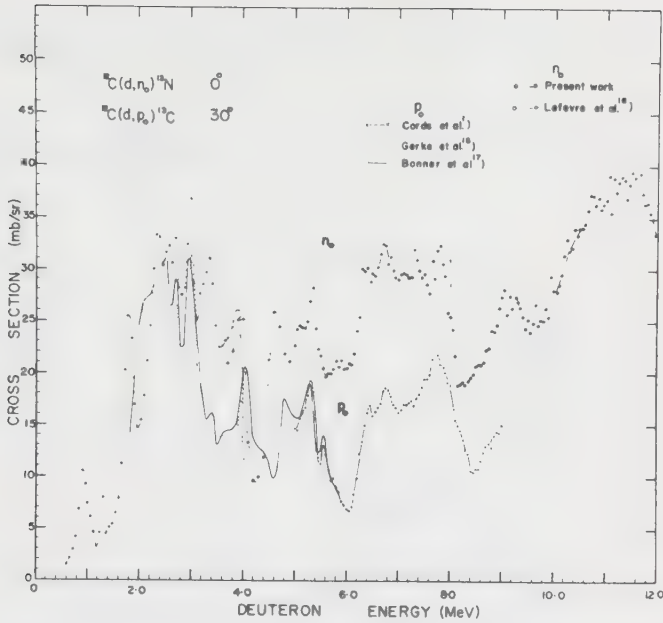


Abb. 19: Vergleich der Anregungsfunktion von $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ unter 0° und von $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ unter 30° (aus (Dav 72))

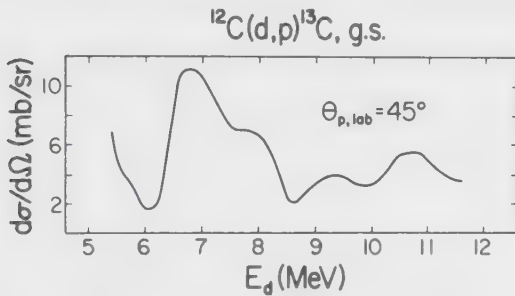


Abb. 20: Anregungsfunktion der $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ Reaktion unter 45° (aus (Eva 63))

Bedeutend für unseren Energiebereich ist eine breite Resonanz im $^{12}\text{C} + \text{d}$ - System bei 10.8 MeV. Sie tritt sowohl bei der (d,n)- (Abb. 19) und bei der (d,p)- Reaktion (Abb. 20) wie auch bei der elastischen Streuung auf (Abb. 21).

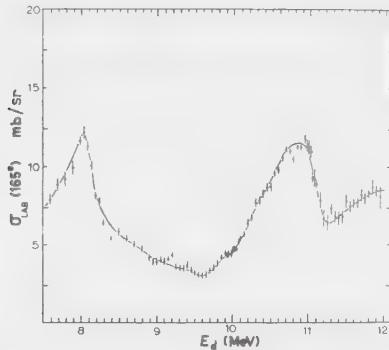


Abb. 21: Anregungsfunktion der elastischen Deuteronenstreuung an Kohlenstoff (aus (Ohl 63)).

Bei der $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_0)^{13}\text{C}$ Reaktion ist diese Resonanz bei den Tensoranalysierstärken nur in der Amplitude der T_{20} Komponente zu sehen, (Abb. 22) nicht jedoch im Verlauf der T_{20} Winkelverteilung und in den T_{21} und T_{22} Komponenten (Dre 77).

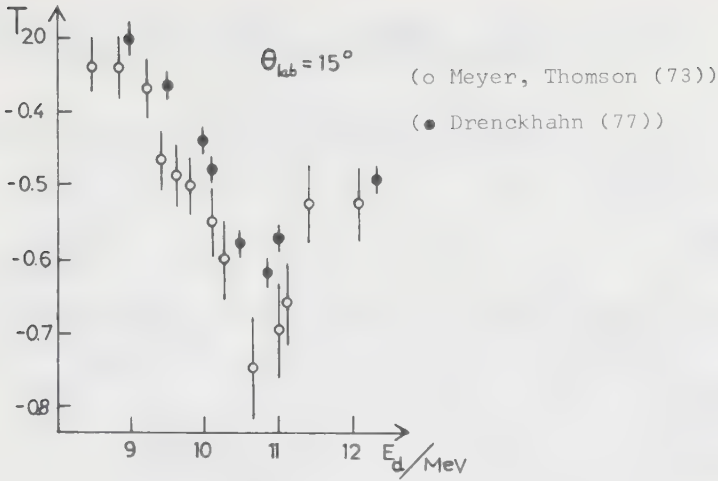


Abb. 22: Anregungsfunktion der T_{20} -Komponente der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ bei $\theta_{\text{Lab}} = 15^\circ$ (aus (Dre 77)).

Zudem zeigen alle Tensoranalysierstärken der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ bei Vorwärtswinkeln nur eine geringe Änderung der Struktur mit der Energie im Bereich 9 bis 11 MeV. Bei Rückwärtswinkeln dagegen treten große Unterschiede auf (Dre 77). Das deutet darauf hin, daß bei Vorwärtswinkeln hauptsächlich der direkte Anteil der Reaktion beiträgt.

Abb. 23 und 24 zeigen einen Vergleich der (d,p) Analysierstärken (Dre 77) mit den hier gemessenen Werten der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n}_0)^{13}\text{N}$ Reaktion bei $E_d = 10$ und 9 MeV. Mit eingezeichnet sind auch die (d,n) Meßwerte von Tenhaken und Quin (Ten 76) für iT_{11} . Die Übereinstimmung zwischen

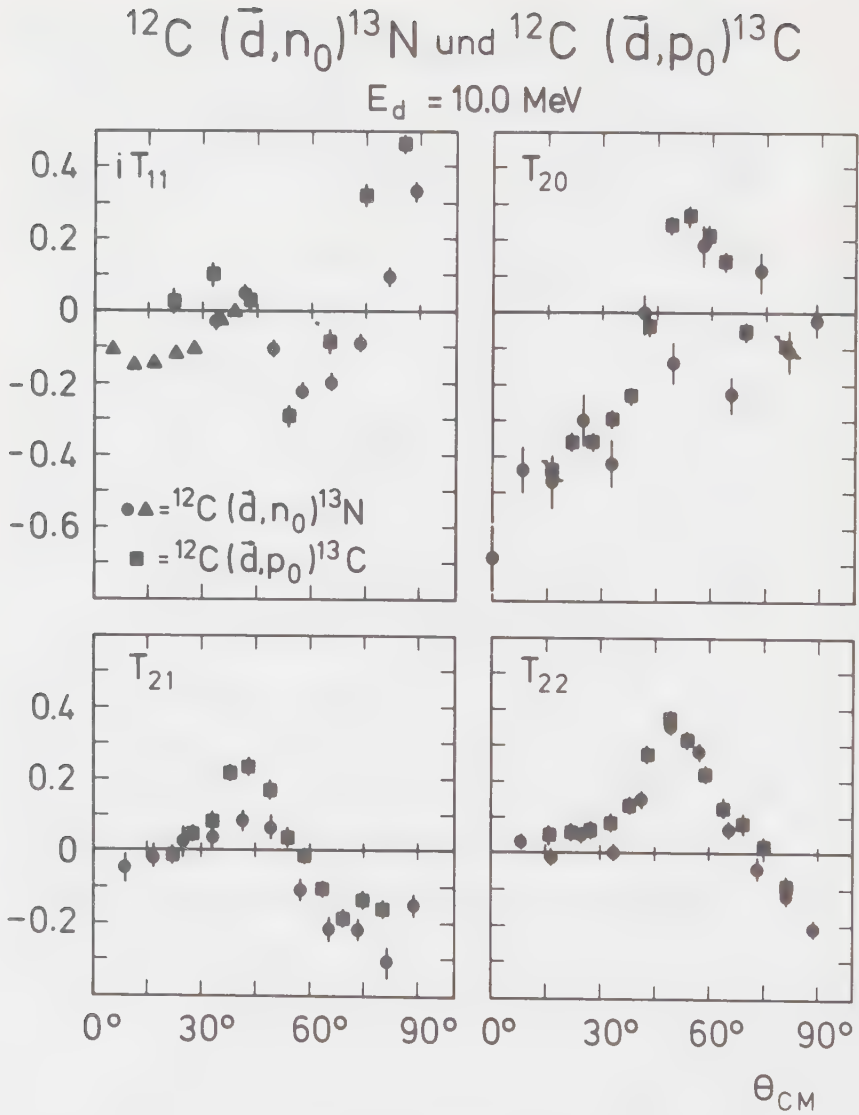


Abb. 23: Vergleich von Analysierstärken der Reaktionen
 $^{12}\text{C}(\bar{d}, n_0) ^{13}\text{N}$ und $^{12}\text{C}(\bar{d}, p_0) ^{13}\text{C}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$.



$$E_d = 9.0\text{ MeV}$$

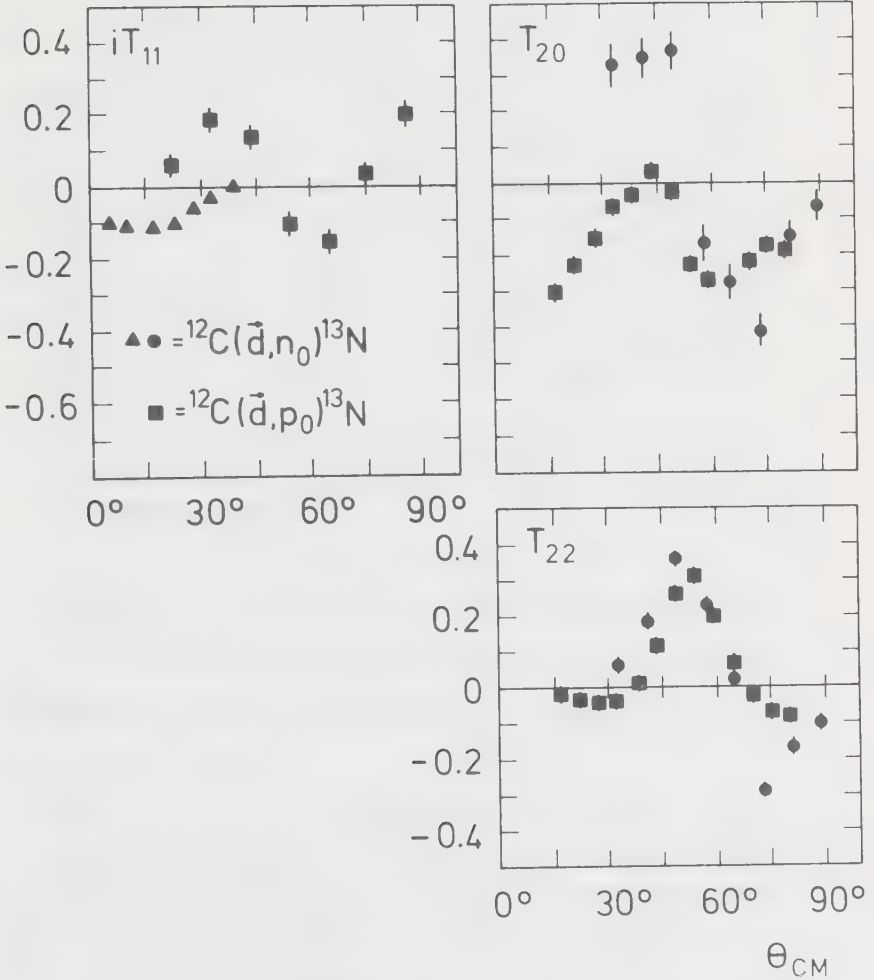


Abb. 24: Vergleich von Analysierstärken der Reaktionen

$^{12}\text{C}(\bar{d},n_0)^{13}\text{N}$ und $^{12}\text{C}(\bar{d},p_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9\text{ MeV}$.

(d,p) und (d,n) Werten gilt nicht nur für die Vektoranalysierstärke, sondern auch für die Tensoranalysierstärken. Im einzelnen sind es vor allem der steile Anstieg bei T_{20} unter Vorwärtswinkeln und bei T_{22} sowohl der Verlauf über den gesamten gemessenen Winkelbereich, wie auch die Absolutwerte. Bei T_{21} stimmt ebenfalls der Verlauf der Komponente in beiden Messungen überein, lediglich im Absolutwert des Maximums ergibt sich ein kleiner Unterschied (Abb. 23). Bei $E_d = 9$ MeV (Abb. 24) zeigt ebenfalls die T_{22} Komponente eine sehr gute Übereinstimmung, während bei T_{20} der Verlauf nur gleich ist, aber die Höhe des Maximums in der (d,p) Reaktion viel niedriger ist. Diese Diskrepanz kann mehrere Ursachen haben. Zum einen können Zählratenschwankungen, die bei der (d,n) Messung größer sind als bei der (d,p) Messung, ein zu großes Maximum vortäuschen, zum anderen ist aber auffällig, daß bei der $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ Reaktion der Parametersatz, der den Absolutwert des Maximums von T_{20} bei $E_d = 10$ MeV quantitativ richtig wieder gibt, bei $E_d = 9$ MeV zu große Amplituden liefert.

Die gute Übereinstimmung zwischen (d,p) und (d,n) Daten zeigt, daß dem Eingangskanal $^{12}\text{C} + d$ entscheidende Bedeutung zukommt. Außerdem kann vorausgesetzt werden, daß sich Resonanzstrukturen bei den Analysierstärken in gleicher Weise auswirken, wie bei der (d,p) Analyse (Abb. 19 - 22). Man kann deshalb bei den Energien $E_d = 9$ MeV und 10 MeV von DWBA-Rechnungen eine Beschreibung

der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ Analysierstärken bei den Vorwärtswinkeln erwarten.

Rechnungen, die auch inelastische Prozesse berücksichtigen, wurden nicht durchgeführt, da "coupled-channel"-Programme, die auch den D-Zustand des Deuterons beinhalten, nicht bekannt sind. Da jedoch gerade der D-Zustand bei der Beschreibung der Tensoranalysierstärken wichtig ist, (siehe Diskussion zu Abb. 25) wurde die Analyse der Daten mit dem oben beschriebenen Programm DWCODE auf dem TR440 Dreifachprozessor des Regionalen Rechenzentrums der Universität Erlangen - Nürnberg durchgeführt.

3) Vergleich der DWBA-Rechnungen mit den experimentellen Daten

Die "distorted waves" in der DWBA-Theorie beschreiben die elastische Streuung im Ein- und Ausgangskanal der untersuchten Reaktion. Die zur Bestimmung dieser Wellenfunktionen benutzten Optischen Modell Parameter sind in der Tabelle 1 enthalten. Für den Neutronenkanal wurde der von Watson (Wat 69) angegebene Parametersatz verwendet. Der von Becchetti und Greenlees (Bec 69) angegebene globale Parametersatz erbrachte keine Verbesserung der Anpassung. Bei den optischen Potentialen des Deuteronenkanals wurde von Literaturwerten ausgegangen.

V_R MeV	r_R fm	a_R fm	W_{SF} MeV	r_w fm	a_w fm	V_{so} MeV	r_{so} fm	a_{so} fm	Literatur
Deuteron									
a	118	0.887	0.928	6.11	1.52	0.790	5.0	0.887	0.928 (Fit 67)
b	118	0.9395	1.0	10.17	1.83	0.4961	19.32	0.9673	0.45 (Joh 73)
c	118	0.95	1.0	11.0	1.30	0.50	19.0	0.97	0.50
d	118	0.95	1.0	11.0	1.82	0.50	19.0	0.97	0.50
Neutron									
60.0	1.15	0.57	0.64E	1.15	0.50	5.5	1.15	0.57	(Wat 69)
-0.3E	-0.001E			-0.001E			-0.001E		

Das Protonenpotential hat Woods - Saxon Form, mit den Parametern $r_p = 1.25$, $a_p = 0.65$ und einem Spin-Bahn Potential $V_{so} = 9.7$ MeV. Die Potentialtiefe wird an die Bindungsenergie angepaßt.

Tabelle 1: Die optischen Potentiale

Der Parametersatz a wurde von Tenhaken und Quin (Ten 76) zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ Reaktion bei Vorwärtswinkeln $\theta_{\text{Lab}} = 5^\circ - 35^\circ$ verwendet.

Die Abb. 25 zeigt den Vergleich der gemessenen und mit Satz a berechneten Analysierstärken bei $E_d = 10$ MeV, sowohl für den S-Zustand allein, wie auch für S+D-Zustand. Die Rechnung mit dem S-Zustand liefert eine recht gute Beschreibung der Vektoranalysierstärke, versagt aber bei den Tensorkomponenten. Wird zusätzlich der D-Zustand berücksichtigt, so versagt dieser Parametersatz völlig.

Die Notwendigkeit den D-Zustand zu berücksichtigen, zeigt sich eindeutig bei den Tensoranalysierstärken. Rechnungen mit dem S-Zustand können den steilen Anstieg bei T_{20} unter Vorwärtswinkeln nicht beschreiben und liefern für alle Tensorkomponenten zu kleine Werte. Die Berücksichtigung des D-Zustand dagegen liefert die richtige Größenordnung, wenn auch keine exakte Übereinstimmung zwischen Meßung und Rechnung zu erreichen ist.

Die Abb. 26 und 27 zeigen Rechnungen mit den Parametersätzen b, c und d für $E_d = 10$ und 9 MeV, diese Rechnungen sind nur noch mit S+D-Zustand gezeigt. Parametersatz b wurde von Johnson (Joh 73) für die Analyse der Vorwärtswinkel der Vektoranalysierstärke iT_{11} und der Tensorana-

lysierstärken T_{20} und T_{22} der Reaktion $^{12}\text{C(d,p)}^{13}\text{C}$ bei $E_d = 12.3$ MeV angegeben. Bei diesem Satz war gegenüber der Analyse der elastisch gestreuten Deuteronen bei gleicher Einschußenergie (Gri 70) die Stärke des Spin-Bahn Potentials von 8.92 MeV auf 19.32 MeV geändert worden. Dieser Parametersatz lieferte ebenfalls bei der Analyse der $^{12}\text{C(d,p)}^{13}\text{C}$ Analysierstärken bei $E_d = 9$ und 10 MeV die beste Beschreibung (Dre 77, Cun 69). In Übereinstimmung damit zeigt er auch bei der $^{12}\text{C(d,n}_0)^{13}\text{N}$ Reaktion eine gute Beschreibung von iT_{11} , T_{20} und T_{22} . Die Tiefe des Spin-Bahn Potentials mit 19.32 MeV ist hier ebenfalls notwendig um das Maximum von T_{22} zu beschreiben. Eine Verkleinerung dieses Wertes ergibt eine deutlich schlechtere Übereinstimmung. Bei der T_{21} Komponente dagegen ergibt die Rechnung mit diesem Satz ein zu großes Maximum. Um auch die T_{21} Komponente zu beschreiben, wurden die Parameter variiert. Da das Programm DWCODE keine Fitroutine beinhaltet, konnte nur ein grobmaschiges Gitter gelegt werden. Ausgehend von Parametersatz b wurden die Parameter des Realteils, Imaginärteils, Spin-Bahn Potentials, einzeln, sowie Kombinationen zwischen ihnen variiert. Als bester Satz aus dieser umfangreichen Analyse gilt der Satz c. Vom Ausgangssatz unterscheidet er sich im wesentlichen durch den stark reduzierten Radius im Imaginärteil ($r_w = 1.3$ fm). Diese Verkleinerung ist nötig, um das kleine Maximum von T_{21} zu beschreiben, alle anderen Parameter können diese Amplitude nicht drastisch verkleinern.

Dieser Satz c beschreibt alle Tensoranalysierstärken sehr gut, der steile Anstieg von T_{20} trifft bei 0° den experimentellen Wert. Der Verlauf der T_{22} Komponente wird über den ganzen Winkelbereich reproduziert, die Übereinstimmung in Lage und Wert des Maximums ist besser als mit Parametersatz b. Eine Beschreibung der Vektoranalysierstärke iT_{11} dagegen gelingt nicht.

Ausgehend von diesem Satz c wurde der Wert von r_w so weit vergrößert, bis sich wieder eine gute Beschreibung von iT_{11} erreichen ließ, das lieferte den Satz d. Damit gelingt eine Übereinstimmung mit den Meßwerten von iT_{11} bis etwa 70° . Er versagt allerdings bei der Beschreibung der Tensorkomponenten. Rechnungen mit weiteren Parametersätzen (Dre 77, Bal 66, Cor 69, Wil 70, Win 77) die aus elastischer Deuteronenstreuung, sowie (d,n) und (d,p) Reaktionen stammen, erbrachten deutlich schlechtere Beschreibungen der Meßergebnisse.

Die Probleme bei der Beschreibung der Analysierstärken sind also:

Alle Parametersätze benötigen ein großes Spin-Bahn Potential um T_{22} in der richtigen Größenordnung wiederzugeben. Mit keinem Parametersatz kann die Lage des ersten Nulldurchganges der T_{20} Komponente richtig beschrieben werden. Dies gilt sowohl für die (d,n) - wie auch für die (d,p) Analyse. Bei der (d,p) Reaktion sind die experimentellen Werte für T_{21} größer als bei der (d,n) Reaktion, deshalb ist die Übereinstimmung mit Parametersatz b besser. Um jedoch T_{21} gut zu beschreiben,



$$E_d = 10.0 \text{ MeV}$$

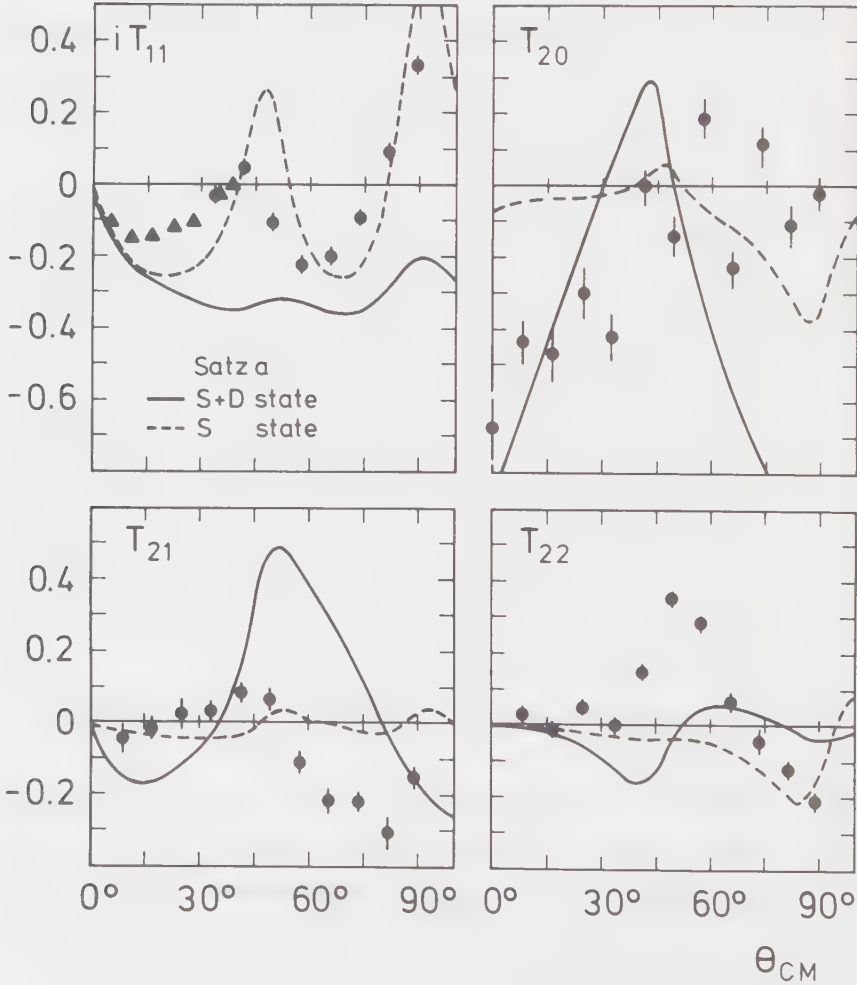


Abb. 25: Vergleich der Meßwerte mit den DWBA-Rechnungen (Satz a). Die durchgezogene Kurve gibt die Rechnungen wieder, die den D-Zustand des Deuterons berücksichtigen.

$^{12}\text{C} (\bar{d}, n_0) ^{13}\text{N}$

$E_d = 10.0 \text{ MeV}$

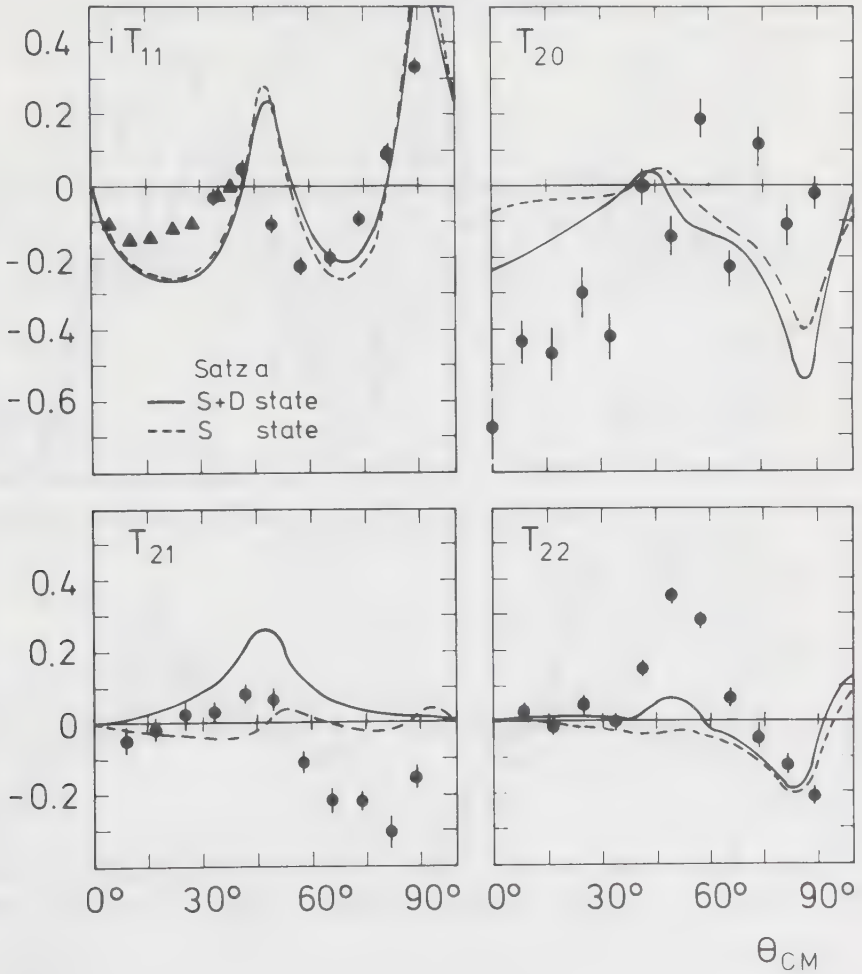


Abb. 25a: Wie Abb. 25, jedoch mit berichtigtem Programm



$E_d = 10.0 \text{ MeV}$

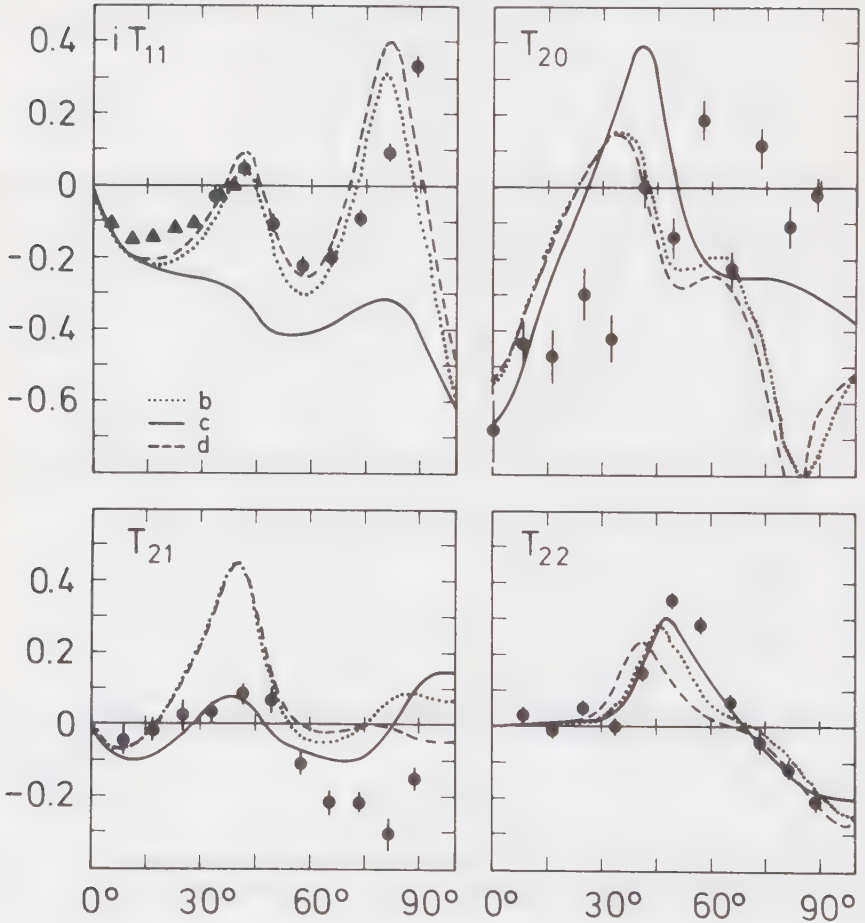


Abb. 26: Die Analysierstärken der Reaktion $^{12}\text{C}(\bar{d}, n_0) ^{13}\text{N}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$, gerechnet mit den Parametersätzen b , c , d (S+D-Zustand).

$^{12}\text{C} (\bar{d}, n_0) ^{13}\text{N}$

$E_d = 10.0 \text{ MeV}$

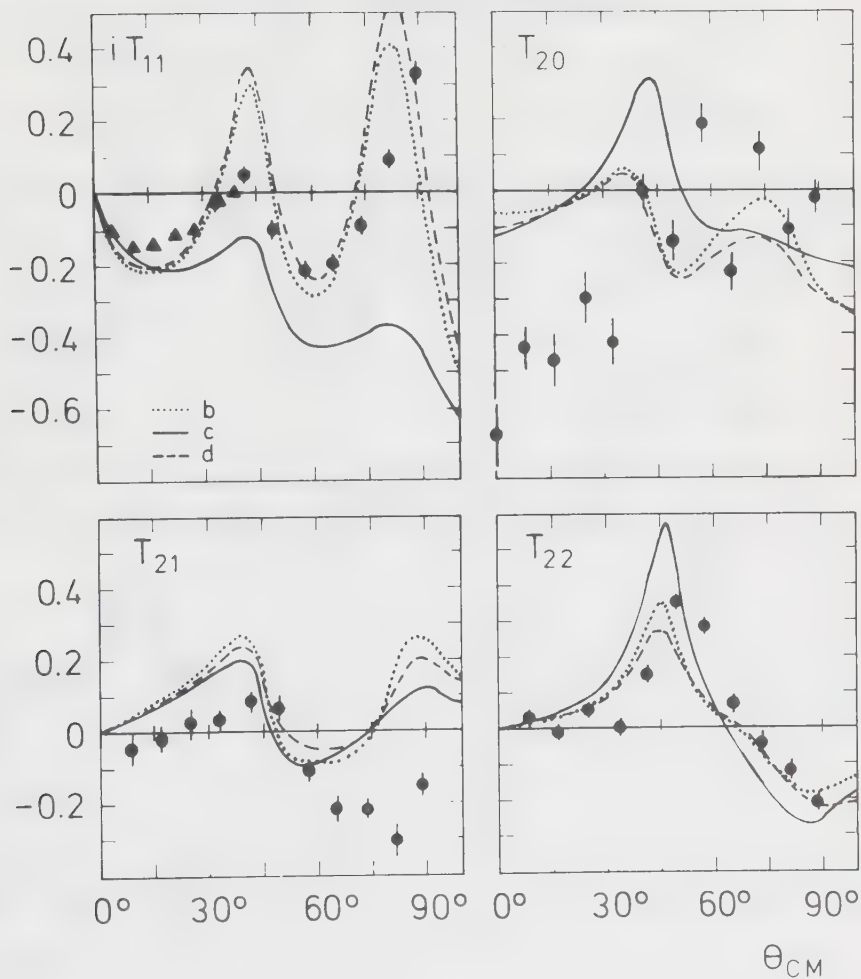


Abb. 26a: Wie Abb. 26, jedoch mit berichtigtem Programm



$$E_d = 9.0 \text{ MeV}$$

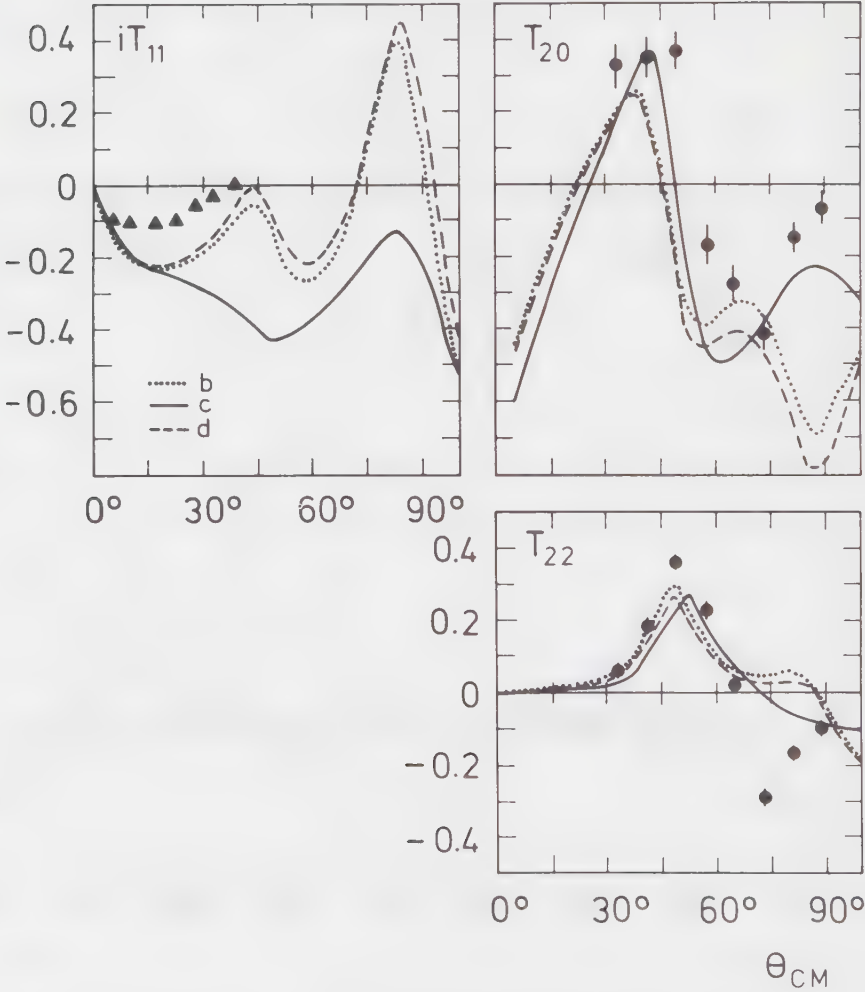


Abb. 27: Die Analysierstärken der Reaktion $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9 \text{ MeV}$, gerechnet mit den Parametersätzen b , c , d (S+D-Zustand).

$$^{12}\text{C}(\bar{d}, n_0)^{13}\text{N}$$

$$E_d = 9.0\text{MeV}$$

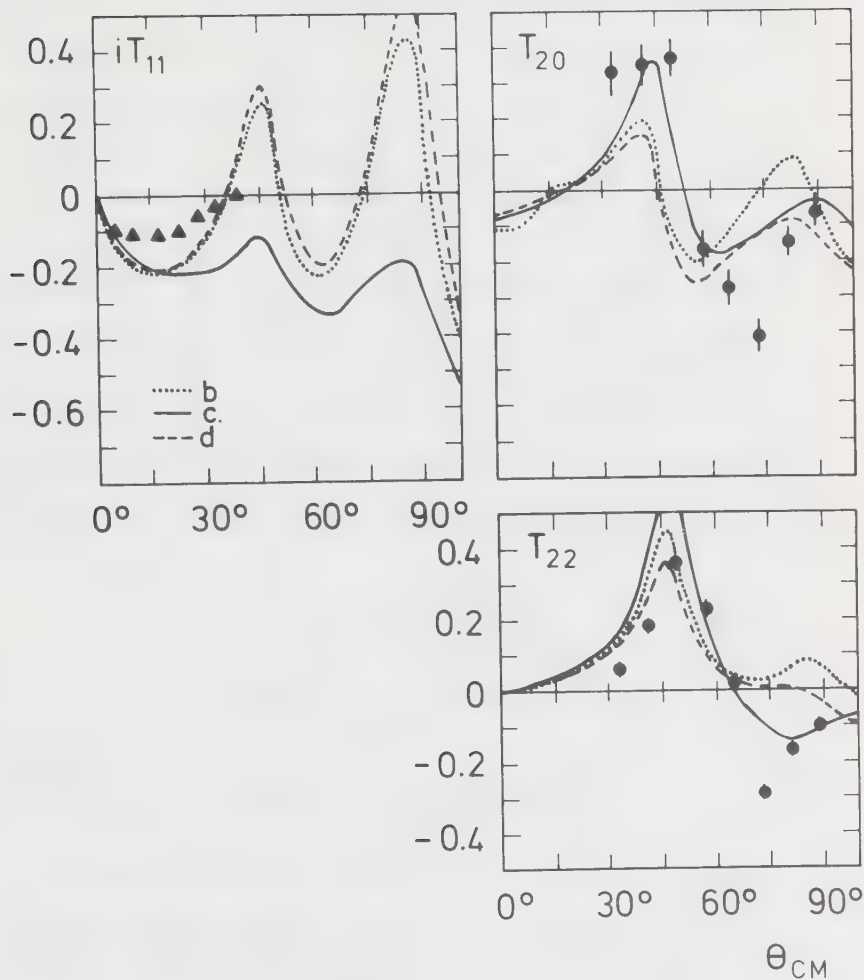


Abb. 27a: Wie Abb. 27, jedoch mit berichtigtem Programm

braucht man ein kleines r_w , während für iT_{11} unbedingt ein großer Wert von r_w erforderlich ist.

Die Abb. 28 und 29 zeigen den Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei $E_d = 10$ und 9 MeV mit Rechnungen der Parametersätze b, c und d. Die Wirkungsquerschnitte sind wegen der Unsicherheit in der Absolutangabe auf den Wert des Wirkungsquerschnitts unter 0° der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ von Davis und Din (Dav 72) angepaßt (Abb. 19). Die Rechnungen sind am Stripping-Maximum angepaßt. Alle drei Parametersätze zeigen einen ähnlichen Verlauf und fallen schneller ab als die experimentellen Werte. Eine gute Beschreibung ist mit keinem der drei Parametersätze zu erreichen, sofern nicht der genaue Compoundanteil, der der direkten Reaktion überlagert ist, bekannt ist. Die Tab. 2 zeigt die Anpassungsfaktoren für die drei Parametersätze.

<u>Parametersatz</u>	<u>b</u>	<u>c</u>	<u>d</u>
$E_d = 9 \text{ MeV}$	0.96	0.66	0.97
$E_d = 10 \text{ MeV}$	1.04	0.73	1.05

Tabelle 2: Anpassungsfaktoren der drei Parametersätze an die Wirkungsquerschnitte der $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ Reaktion.

Die Ergebnisse für die Analysierstärken und die differentiellen Wirkungsquerschnitte des Übergangs zum ersten angeregten Zustand werden im Anhang dieser Arbeit, zusammen mit Rechnungen der Parametersätze b, c und d aufgeführt. Wegen der größeren Unsicherheit der Daten wurden diese Er-

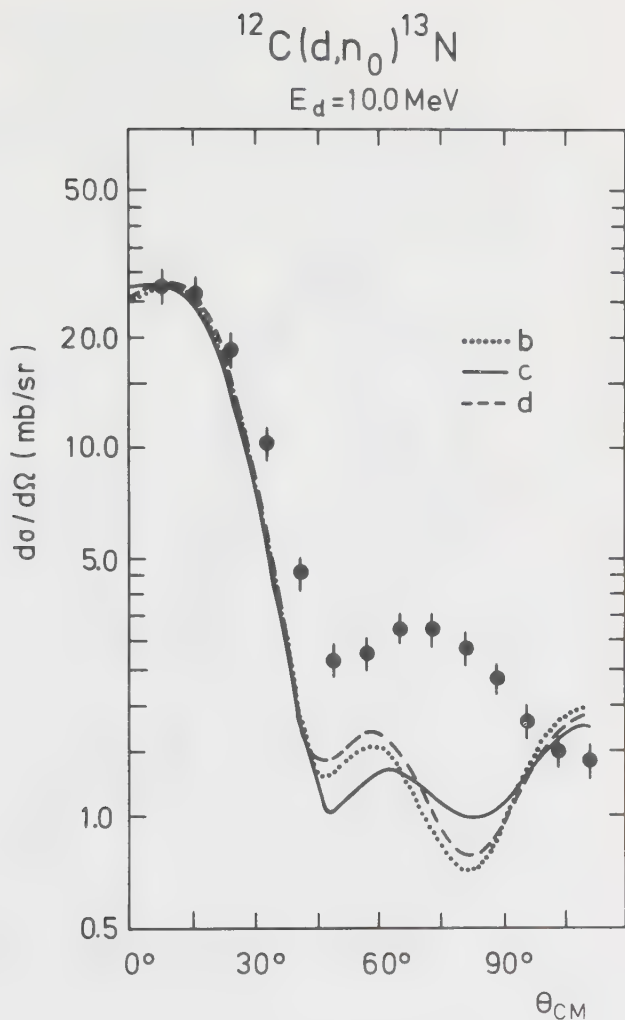


Abb. 28: Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$, gerechnet mit den Parametersätzen b, c, d (S+D-Zustand). Die Rechnungen sind am Stripping-Maximum angepaßt. Anpassungsfaktoren s. Tab. 2.

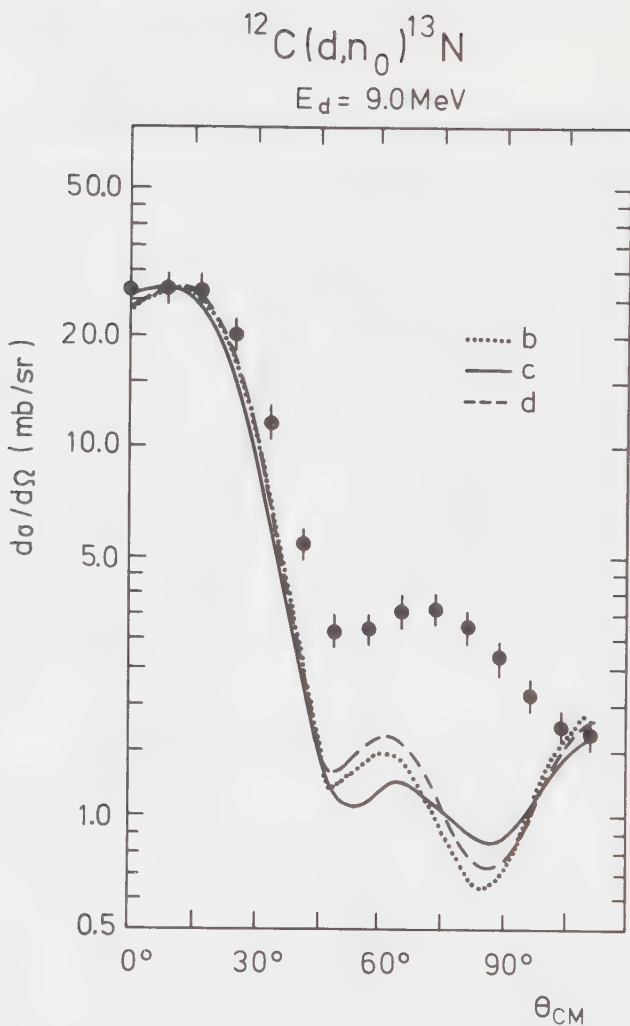


Abb. 29: Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9 \text{ MeV}$, gerechnet mit den Parametersätzen b, c, d (S+D-Zustand). Die Rechnungen sind am Stripping-Maximum angepaßt. Anpassungsfaktoren s. Tab. 2.

gebnisse nicht zur Bestimmung von Parametersätzen verwendet. Mit den angegebenen Parametersätzen erreicht man bei den Komponenten iT_{11} und T_{22} , die einen glatten Verlauf zeigen keine qualitative Übereinstimmung mit den Meßwerten. Dieses Versagen der DWBA bei $l = 0$ Übergängen scheint typisch zu sein für diese Massengegend (Ten 76, Koc 71).

4. Schlußbemerkung

Gezeigt wurde mit diesem Experiment, daß die Bestimmung der Tensoranalysierstärken bei (d,n) Reaktionen mit dem von uns verwendeten Verfahren des Neutronennachweises über Rückstoßprotonen möglich ist. Für eine genauere Bestimmung der T_{20} Komponente im Bereich der Nulldurchgänge muß die Meßgenauigkeit jedoch noch gesteigert werden. Die Entwicklung eines neuen Auswerteverfahrens war dabei ein wesentlicher Schritt. Weitere Maßnahmen, wie eine sehr gut arbeitende Strahlstabilisierung, sowie Reduzierung der Absolutfehler in der Targetstromintegration und eine Anordnung in einer 4π Geometrie auch für die Neutronendetektoren werden erprobt und sollten in Zukunft eingesetzt werden.

In dieser Arbeit wurden alle Observablen der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, der differentielle Wirkungsquerschnitt, die Vektoranalysierstärke iT_{11} und die drei Tensoranalysierstärken T_{20} , T_{21} und T_{22} gemessen. Die Meßwerte zeigen gute Übereinstimmung mit den $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ Daten. Dadurch

hat man für die Festlegung der Deuteronenparameter ein wesentlich umfangreicheres Datenmaterial.

Der von Tenhaken und Quin (Ten 76) zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalytischerstärke verwendete Deuteronenparametersatz (Fit 67) kann ohne Berücksichtigung des Deuteronen D-Zustandes die Tensoranalytischerstärken nicht wiedergeben und gibt mit Berücksichtigung des D-Zustandes ein völlig falsches Verhalten für die Vektor- und Tensoranalytischerstärken.

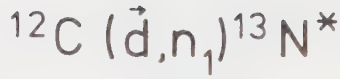
Demgegenüber beschreibt der Deuteronenparametersatz der aus der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ Reaktion gewonnen wurde (Joh 73) auch die $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ Daten recht gut. Nur die T_{21} Komponente zeigt im Absolutwert Abweichungen. Versucht man, durch Variation der Parameter, die Tensoranalytischerstärken besser zu beschreiben, so geht die Übereinstimmung für die Vektoranalytischerstärke verloren.

Auch die $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ Reaktion zeigt, daß für den Wert des Spin-Bahn Potentials nicht die üblichen Literaturwerte verwendet werden können. Dieses hohe Spin-Bahn Potential scheint ein Sonderfall für Kohlenstoff zu sein. Es ist möglich, daß mit diesem hohen Wert das Fehlen eines expliziten Tensorterms im Deuteronenpotential für ^{12}C kompensiert wird (Bas 77).

A n h a n g
=====

Ergebnisse und Rechnungen für $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{n}_1)^{13}\text{N}$ 

Numerische Werte der Messungen



$$E_d = 10.0 \text{ MeV}$$

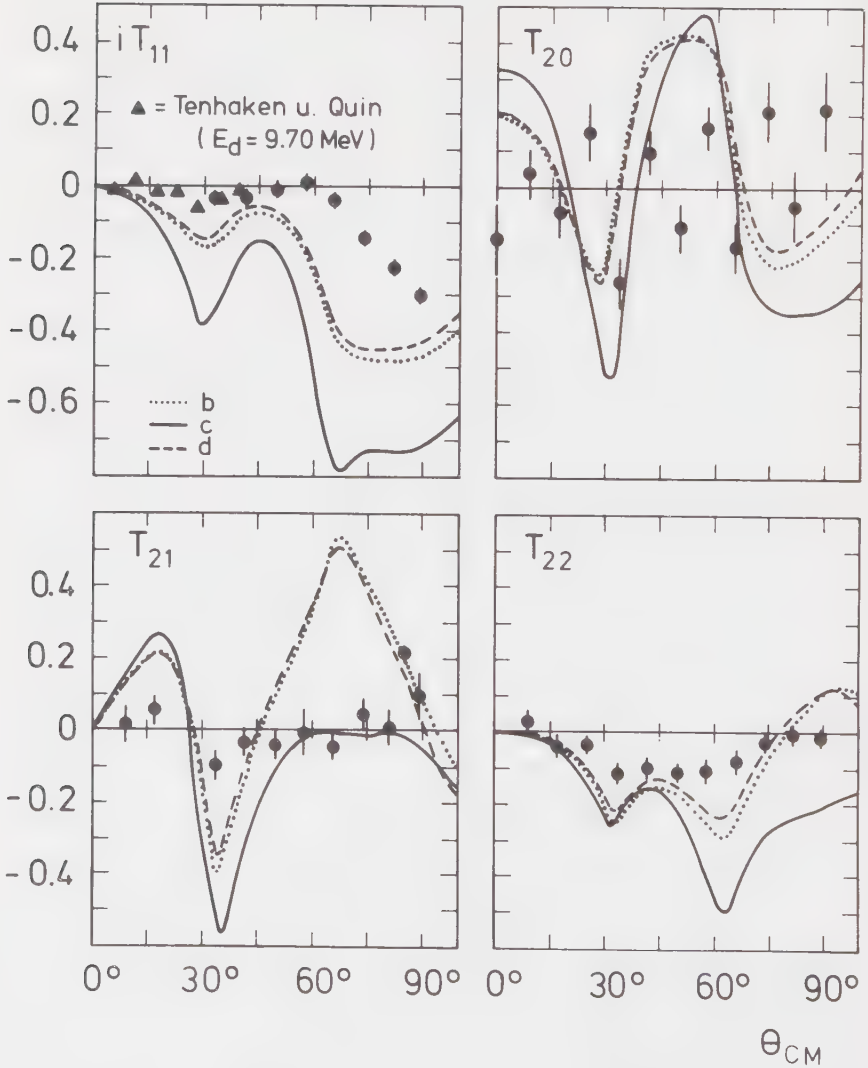


Abb. 30: Die Analysierstärken der Reaktion $^{12}\text{C}(\vec{d}, n_1)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$, gerechnet mit den Parametersätzen b , c , d (S+D-Zustand).



$E_d = 10.0 \text{ MeV}$

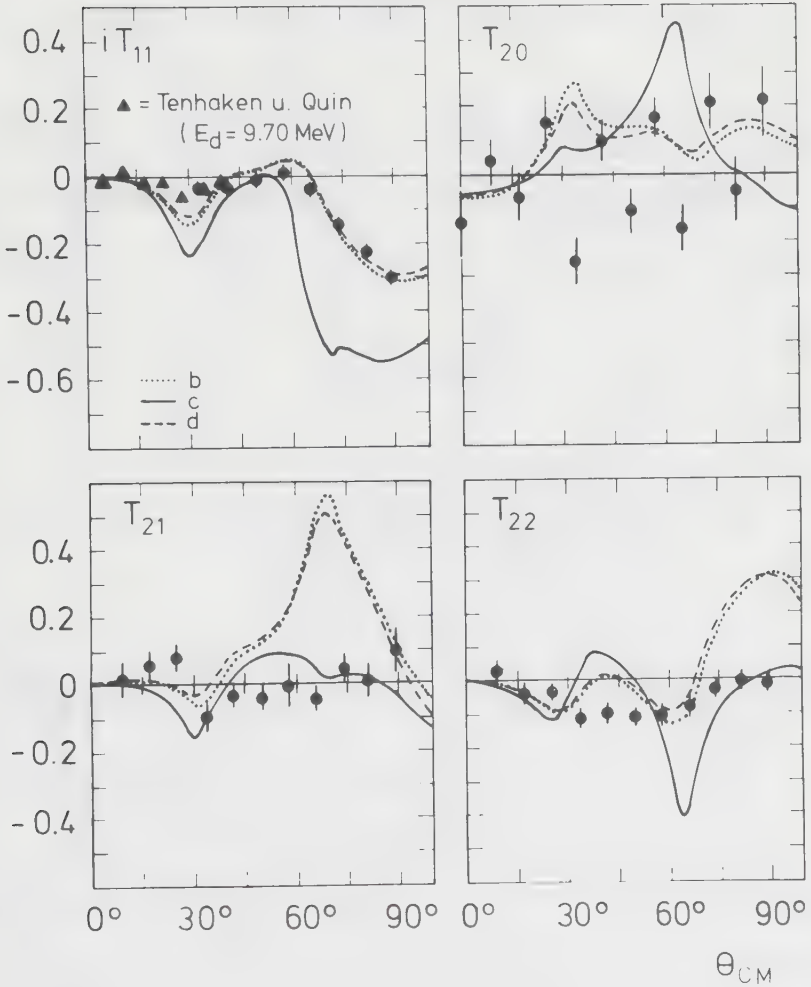
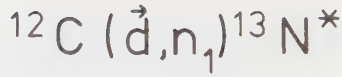


Abb. 30a: Wie Abb. 30, jedoch mit berichtigtem Programm



$$E_d = 9.0 \text{ MeV}$$

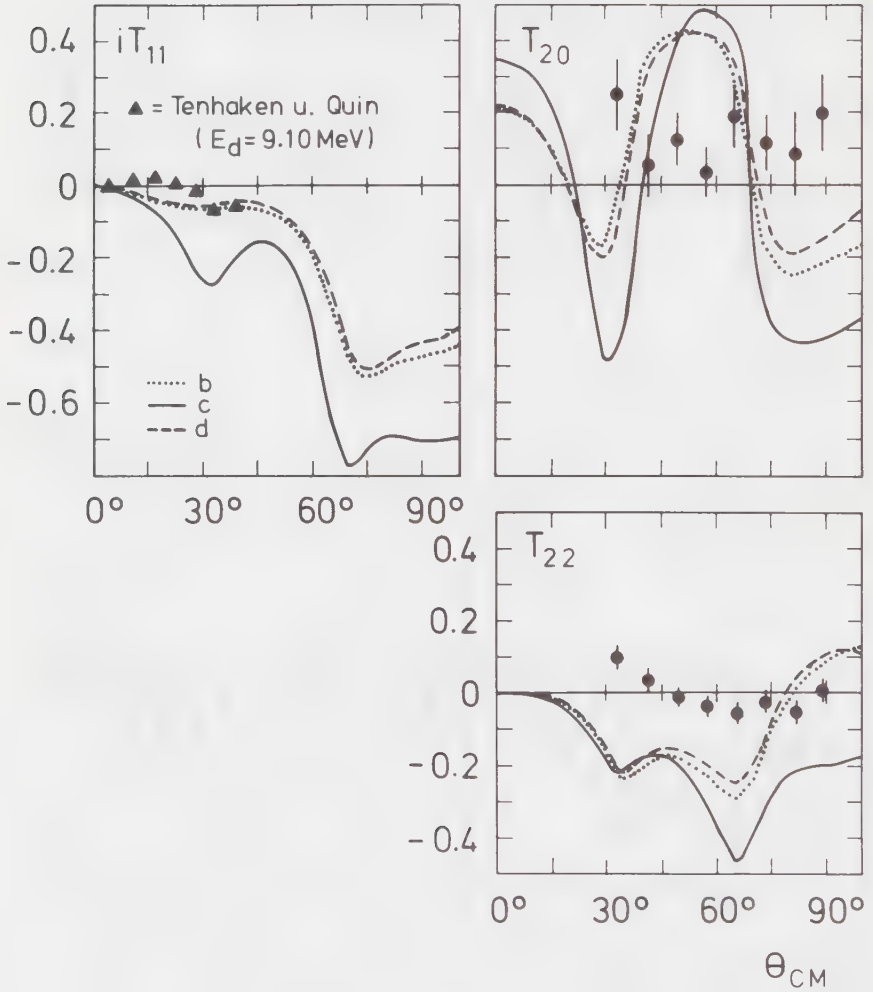


Abb. 31: Die Analysierstärken der Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_1)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9 \text{ MeV}$, gerechnet mit den Parametersätzen b, c, d (S+D-Zustand).



$E_d = 9.0 \text{ MeV}$

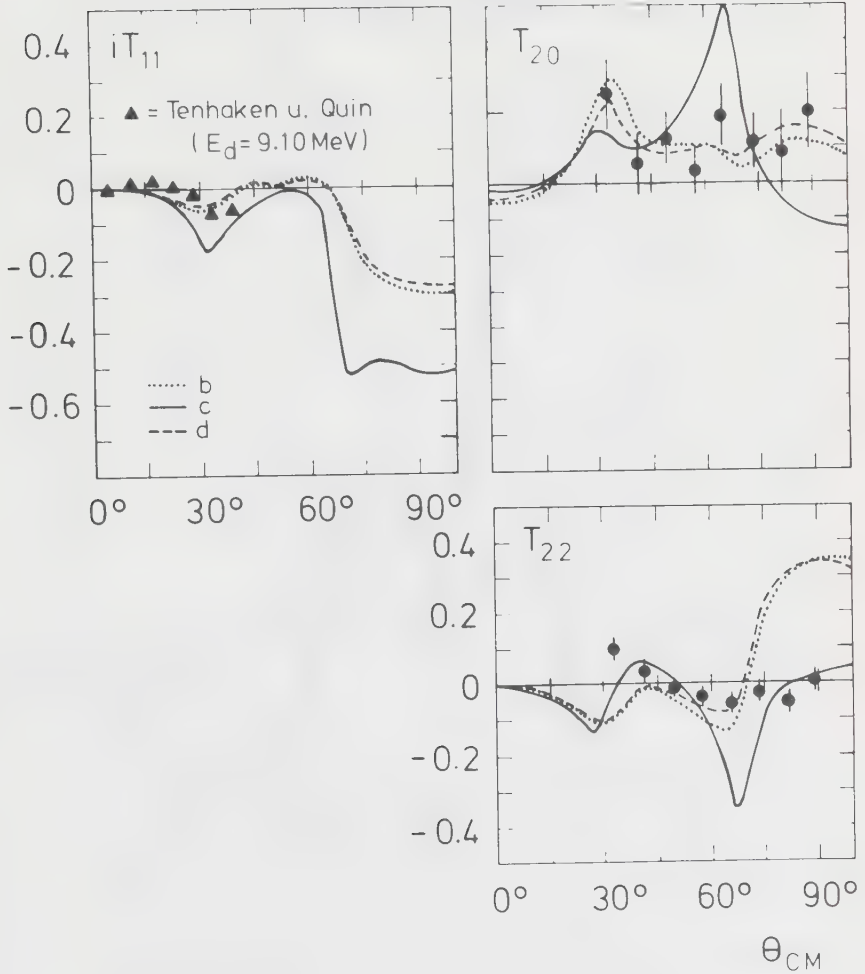


Abb. 31a: Wie Abb. 31, jedoch mit berichtigtem Programm

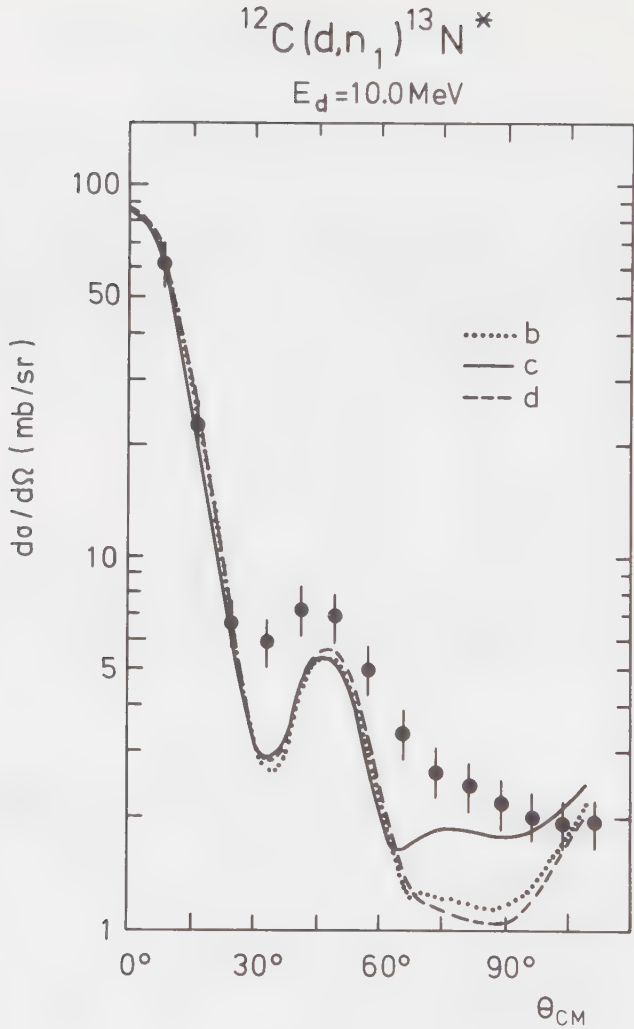


Abb. 32: Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_1)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 10 \text{ MeV}$. Die Rechnungen sind am Strippingmaximum angepaßt. Anpassungsfaktoren: b (0.851), c (1.046), d (0.886)

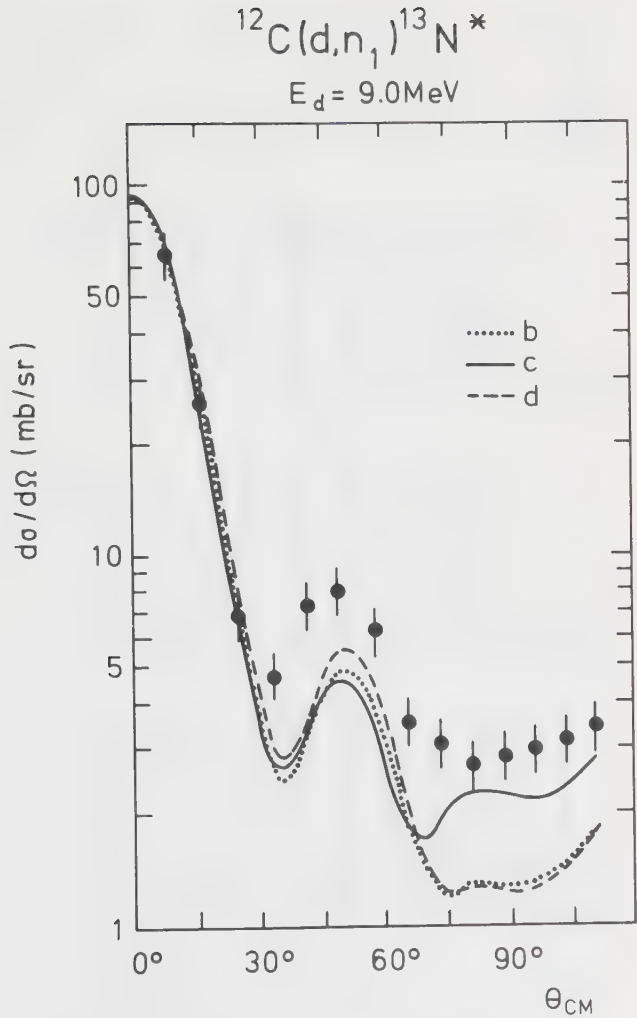


Abb. 33: Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}\text{C}(d,n_1)^{13}\text{N}$ bei $E_d = 9\text{ MeV}$. Die Rechnungen sind am Strippingmaximum angepaßt. Anpassungsfaktoren: b (0.779), c (0.971), d (0.857)

a) ${}^1\text{Z}_{\text{C}}(\text{d}, \text{n}_0) {}^1\text{Z}_{\text{N}}$

θ_{Lab}	iT_{11}	T_{20}	T_{21}	T_{22}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
0°		-0.6838 ± 0.0907			27.5 ± 2.75
$7,5^\circ$		-0.4347 ± 0.0632	-0.0463 ± 0.0385	0.0304 ± 0.0122	27.69 ± 2.77
15°		-0.4688 ± 0.0641	-0.0170 ± 0.0323	-0.0102 ± 0.0122	26.67 ± 2.67
$22,5^\circ$		-0.2985 ± 0.0637	0.0262 ± 0.0386	0.0532 ± 0.0129	18.72 ± 1.87
30°	-0.0255 ± 0.009	-0.4143 ± 0.0658	0.0458 ± 0.0324	0.0043 ± 0.0128	10.36 ± 1.04
$37,5^\circ$	0.0481 ± 0.0095	-0.0044 ± 0.0374	0.0829 ± 0.0187	0.1525 ± 0.0099	4.63 ± 0.46
45°	-0.0535 ± 0.0079	-0.1402 ± 0.0525	0.0661 ± 0.0313	0.3531 ± 0.0168	2.65 ± 0.27
$52,5^\circ$	-0.2182 ± 0.0130	0.1851 ± 0.0525	-0.1095 ± 0.0227	0.2827 ± 0.0153	2.78 ± 0.28
60°	-0.1994 ± 0.0106	-0.2283 ± 0.0406	-0.2174 ± 0.0283	0.0686 ± 0.0136	$3,25 \pm 0.33$
$67,5^\circ$	-0.0846 ± 0.0056	0.1128 ± 0.0435	-0.2157 ± 0.0257	-0.0462 ± 0.0104	3.21 ± 0.32
75°	0.0969 ± 0.0078	-0.1108 ± 0.0355	-0.3058 ± 0.0401	-0.1191 ± 0.0085	2.87 ± 0.29
$82,5^\circ$	0.3341 ± 0.0176	-0.0199 ± 0.0392	-0.1456 ± 0.0213	-0.2057 ± 0.0111	2.37 ± 0.24
90°					1.81 ± 0.18
$97,5^\circ$					1.50 ± 0.15
105°					1.41 ± 0.14

Die Wirkungsquerschnitte sind an $(\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ))$ von Davis und Din (Dav 72) angepaßt.
 (Anpassungsfaktor : 0.786)

b) $^{12}\text{C}(\alpha, n_1) ^{13}\text{N}^*$

Θ_{Lab}	i^{π}_1	T_{20}	T_{21}	T_{22}	$\frac{d}{d\Omega}(\text{mb/sr})$
0°		-0.1425 ± 0.1087			85.93 ± 12.89
$7, 5^\circ$		0.0412 ± 0.0678	0.0156 ± 0.0460	0.0277 ± 0.0161	61.83 ± 9.27
15°		-0.0684 ± 0.0681	0.0568 ± 0.0382	-0.0417 ± 0.0162	22.99 ± 3.45
$22, 5^\circ$		0.1562 ± 0.0746	0.0760 ± 0.0463	-0.0593 ± 0.0178	6.72 ± 1.01
30°	-0.0310 ± 0.0138	-0.2598 ± 0.0696	-0.0972 ± 0.0397	-0.1250 ± 0.0169	5.89 ± 0.88
$37, 5^\circ$	-0.0287 ± 0.0139	0.1035 ± 0.0653	-0.0316 ± 0.0653	-0.1022 ± 0.0158	7.19 ± 1.08
45°	-0.0026 ± 0.0129	-0.1065 ± 0.0615	-0.0445 ± 0.0645	-0.1127 ± 0.0149	6.87 ± 1.03
$52, 5^\circ$	0.0142 ± 0.0132	0.1696 ± 0.0665	-0.0058 ± 0.0340	-0.1094 ± 0.0162	4.99 ± 0.75
60°	-0.0376 ± 0.0083	-0.1612 ± 0.0837	-0.0488 ± 0.0416	-0.0834 ± 0.0200	3.38 ± 0.51
$67, 5^\circ$	-0.1410 ± 0.0107	0.2116 ± 0.0923	0.0452 ± 0.0464	-0.0299 ± 0.0219	2.67 ± 0.40
75°	-0.2214 ± 0.0144	-0.0506 ± 0.1029	0.0097 ± 0.0445	-0.0020 ± 0.0244	2.44 ± 0.37
$82, 5^\circ$	-0.2990 ± 0.0174	0.2206 ± 0.1109	0.0945 ± 0.0635	-0.0146 ± 0.0263	2.20 ± 0.31
90°					2.04 ± 0.31
$97, 5^\circ$					1.93 ± 0.29
105°					1.93 ± 0.29

$$\underline{E_d = 9.0 \text{ MeV}}$$

a) $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{n}_0)^{13}\text{N}$

θ_{Lab}	T_{20}	T_{22}	$\frac{d\sigma}{dn}(\text{mb/sr})$
0°			27.00 ± 2.70
7.5°			27.00 ± 2.70
15°			26.92 ± 2.70
22.5°			20.27 ± 2.03
30°	0.3302 ± 0.0564	0.0609 ± 0.0141	11.84 ± 1.18
$37,5^\circ$	0.3519 ± 0.0556	0.1837 ± 0.0149	5.52 ± 0.55
45°	0.3720 ± 0.0480	0.3603 ± 0.0161	3.21 ± 0.32
$52,5^\circ$	-0.1662 ± 0.0358	0.2298 ± 0.0110	3.25 ± 0.33
60°	-0.2769 ± 0.0404	0.0191 ± 0.0101	3.66 ± 0.37
$67,5^\circ$	-0.4129 ± 0.0461	-0.2918 ± 0.0147	3.70 ± 0.37
75°	-0.1451 ± 0.0376	-0.1677 ± 0.0102	3.31 ± 0.33
$82,5^\circ$	-0.0664 ± 0.0337	-0.1063 ± 0.0085	2.72 ± 0.27
90°			2.17 ± 0.22
$97,5$			1.79 ± 0.18
105			1.70 ± 0.17

Die Wirkungsquerschnitte sind an $(\frac{d\sigma}{dn}(0^\circ))$ von Davis und Din (Dav 72) angepaßt (Anpassungsfaktor : 0.753)

b) $^{12}\text{C}(d, n_1)^{13}\text{N}^*$

θ_{Lab}	T_{20}	T_{22}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{mb/sr})$
0°			95.10 ± 14.27
$7,5^\circ$			$65,81 \pm 9.87$
15°			$25,95 \pm 3.89$
$22,5^\circ$			6.90 ± 1.04
30°	0.2587 ± 0.0978	0.0957 ± 0.0236	4.86 ± 0.73
$37,5^\circ$	0.0557 ± 0.0879	0.0383 ± 0.0208	7.38 ± 1.11
45°	0.1274 ± 0.0775	-0.0112 ± 0.0184	8.05 ± 1.21
$52,5^\circ$	0.0329 ± 0.0712	-0.0341 ± 0.0168	6.24 ± 0.94
60°	0.1927 ± 0.0844	-0.0503 ± 0.0201	3.57 ± 0.54
$67,5^\circ$	0.1172 ± 0.0777	-0.0240 ± 0.0184	3.10 ± 0.47
75°	0.0865 ± 0.1125	-0.0564 ± 0.0266	2.71 ± 0.41
$82,5^\circ$	0.2036 ± 0.1070	0.0014 ± 0.0254	2.86 ± 0.43
90°			3.00 ± 0.45
$97,5^\circ$			3.19 ± 0.48
105°			3.43 ± 0.51

Literaturverzeichnis

=====

- (Aus 70) N. Austern, Direct nuclear reaction theories
(Wiley, New York, 1970) chapt. 5
- (Bal 66) F. Baldeweg, V. Bredel, H. Guratsch, R. Klabes,
B. Kuhn and G. Stiller
Nucl. Phys. 84 (1966) 305
- (Bar 70) H. H. Barschall and W. Haeberli
Proc. Int. Symp. on Polarization Phenomena in
Nuclear Reactions 3th Madison (1970)
The University of Wisconsin Press, Madison, Wisc.
- (Bas 77) A. K. Basak, J. A. R. Griffith, O. Karban,
S. Roman and G. Tungate
Nucl. Phys. A286 (1977) 420
- (Bec 69) F. D. Becchetti and G. W. Greenlees,
Phys. Rev. 182 (1969) 1190
- (Bon 56) T. W. Bonner, J. T. Eisinger, A. H. Kraus
and J. B. Marion
Phys. Rev. 101 (1956) 209
- (Cia 68) C. M. Cialella, J. A. DeVanney,
Nucl. Instr. a. Meth. 6 (1968) 269
- (Cor 69) H. Cords, G. U. Din and B. A. Robson
Nucl. Phys. A127 (1969) 95
- (Cun 69) H. H. Cuno, G. Clausnitzer and R. Fleischmann
Nucl. Phys. A139 (1969) 657
- (Dar 70) S. E. Darden in "Polarization Phenomena in
Nuclear Reactions" (1970), ed. by H. H. Bar-
schall and W. Haeberli, Seite 39 - 56
The University of Wisconsin Press, Madison, Wisc.

- (Dav 72) J. R. Davis and G. U. Din,
Nucl. Phys. A179 (1972) 101
- (Del 70) G. Delic and B. A. Robson,
Nucl. Phys. A156 (1970) 97
- (Dre 77) W. Drenckhahn (1977)
Dissertation, Erlangen
- (Eva 63) J. E. Evans, J. A. Kuehner and E. Almquist
Phys. Rev. 131 (1963) 1632
- (Fei 75) J. H. Feist (1975)
Dissertation, Erlangen
- (Fic 71) D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit po-
larisierten Teilchen,
BI Hochschulsript 775/775a Mannheim (1971)
- (Fin 74) E. Finckh in: Nucl. Spectr. a. React., Part B
CH. VIA, (Ed. J. Cerny, Academic Press,
New York, 1974)
- (Fit 67) W. Fitz, R. Jahr and R. Santo
Nucl. Phys. A101 (1967) 449
- (Ger 66) D. G. Gerke, D. R. Tilley, N. R. Fletscher
and R. M. Williamson,
Nucl. Phys. 75 (1966) 209
- (Gri 70) J. A. R. Griffith, M. Ireshad, O. Karban and
S. Roman,
Nucl. Phys. A146 (1970) 193
- (Grü 71) W. Grüebler, V. König, A. Ruh, R. E. Withe,
P. A. Schmelzbach, R. Risler and P. Marmier
Nucl. Phys. A165 (1971) 505

- (Hae 74) W. Haeberli in: "Nucl. Spectr. a. React.,
Part. A, Ch. IIA
(Ed. J. Cerny, Academic Press, New York 1974)
- (Har 70) J. D. Harvey and F. D. Santos (1970), Internal-
Report, University of Currey, Guildford, Engl.
- (Hei 77) G. Heil (1977)
Dissertation, Erlangen
- (Her 77) H. U. Herrmann (1977)
Diplomarbeit, Erlangen
- (Hil 71) D. Hilscher, J. C. Davis and P. A. Quin
Nucl. Phys. A174 (1971) 417
- (Hil 75) D. Hilscher, private Mitteilung
- (Hop 71) J. C. Hopkins and G. Breit,
Nucl. Data Sect. A9 (1971) 417
- (Hor 66) A. Horsley, Nucl. Data Sect. A2 (1966) 243
- (Joh 71) R. C. Johnson and F. D. Santos, Particle a.
Nuclei 2 (1971) 285
- (Joh 73) R. C. Johnson, F. D. Santos, R. C. Brown,
A. A. Debenham, G. W. Greenlees, J. A. R. Griffith,
O. Karban, D. C. Kocher and S. Roman
Nucl. Phys. A208 (1973) 221
- (Koc 71) C. C. Kocher, P. J. Bjorkholm and W. Haeberli,
Nucl. Phys. A172 (1971) 663
- (Doc 72) D. C. Kocher and W. Haeberli,
Nucl. Phys. A196 (1972) 225
- (Kön 70) V. König, W. Gruebler, P. A. Schmelzbach and
P. Marmier,
Nucl. Phys. A148 (1970) 380

- (Krä 76) P. Krämer (1976)
Dissertation, Erlangen
- (Lev 71) H. Lefevre, C. A. Burke and R. M. Bahrsen,
University of Oregon,
Internal report RLO - 1925 - 44
- (Löb 76) H. Löb (1976)
Diplomarbeit, Erlangen
- (Mey 73) H.O. Meyer and J. A. Thompson,
Phys. Rev. C8 (1973) 1215
- (Ohl 63) G. G. Ohlsen and R. E. Shamu,
Nucl. Phys. 45 (1963) 523
- (Qui 72) P. A. Quin, J. C. Davis and D. Hilscher,
Nucl. Phys. A183 (1972) 173
- (Roh 73) N. Rohrig and W. Haeberli,
Nucl. Phys. A206 (1973) 225
- (Sat 64) G. R. Satchler,
Nucl. Phys. 55 (1964) 1
- (Schw 68) P. S. Schwandt and W. Haeberli
Nucl. Phys. A110 (1968) 585
- (Sim 74) M. Simonius in: "Polarization Nucl. Phys."
(Ed. D. Fick, Springer Verlag, Berlin 1974
S.38 - 87)
- (Ste 64) J. R. Stehn, M. O. Goldberg, B. A. Magaro
and R. Wiener-Chassman, Neutron cross sections,
BNL 325, 2nd. ed., Suppl. No. 2, 6-0-2(1964)
- (Swa 57) C. D. Swartz, G. E. Owens, O. Ames, AEC Report
no. NYO-2053 (1957)

- (Swa 60) C. D. Swartz, G. E. Owens in: "Fast Neutron Physics, Part I, Ch. IIB. (Ed. J. B. Marion and J. L. Fowler, Interscience Pub. Inc., New York, 1960)
- (Tas 76) B. Tasler (1976)
Zulassungsarbeit, Erlangen
- (Ten 76) R. K. Tenhaken and P. A. Quin,
Nucl. Phys. A271 (1976) 173
- (Tom 71) M. E. Toms,
Nucl. Instr. a. Meth. 92 (1971) 61
- (Tra 77) M. Trautner (1977)
Diplomarbeit, Erlangen
- (Wan 75) M. Wangler (1975)
Diplomarbeit, Erlangen
- (Wat 69) B. A. Watson, P. O. Singh, R. E. Segel,
Phys. Rev. 182 (1969) 977
- (Wil 70) H. Wilsch and G. Clausnitzer
Nucl. Phys. A160 (1971) 609
- (Win 77) M. Winter (1977)
Zulassungsarbeit, Erlangen
- (Yam 54) Y. Yamaguchi,
Phys. Rev. 95 (1954) 1628

Mein Dank gilt:

Herrn Professor Dr. E. Finckh für die Anregung zu dieser Arbeit, sein reges Interesse an ihrem Fortgang und seine Bereitschaft alle anstehenden Fragen zu diskutieren.

Herrn Dr. L. Zem~~z~~o (Universität Warschau) für hilfreiche Diskussionen, stete Kritikbereitschaft, sowie der Mithilfe bei den Auswertungen.

Den Herren Dr. W. Drenckhahn, cand. phys. G. Gademann, Dipl. Phys. K. Rüskamp und Dr. M. Wangler, sowie allen anderen Mitarbeitern unserer Arbeitsgruppe für die kameradschaftliche Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Der Universität Erlangen-Nürnberg für die Gewährung eines Stipendiums nach dem Graduierten-Förderungsgesetz.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Anton Feigel

geboren am: 6. Nov. 1947 in Nürnberg

Eltern: Heinrich Feigel, Einkaufsleiter
Ehefrau Frieda, geb. Reinl

Familienstand: verheiratet seit 23. Mai 1969 mit
Waltraud Feigel, geb. Gatz

Kinder: Alexandra Feigel, geb. 3. Dez. 1969

Schulen: 1954 - 1958 Volksschule in Schwabach
1958 - 1967 Gymnasium in Schwabach
21. Juli 1967 Abitur

Wehrdienst: Okt. 1967 - März 1969

Studium: 1969 - 1975 in Erlangen, Physik
18. Okt. 1971 Diplomvorprüfung
5. Aug. 1975 Diplomhauptprüfung

Stellungen: 1. Sept. 1975 - 30. Nov. 1975
wiss. Angestellter
1. Dez. 1975 - 30. Sept. 1976
Stipendium nach dem Graduiertenförder-
ungsgesetz und wiss. Hilfskraft
Seit 1. Okt. 1976 wiss. Angestellter am
Physik-Institut der Universität Erlangen-
Nürnberg

Erlangen, den 28. Mai 1978



